ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

4

ПОЙНТИНГА — РОБЕРТСОНА
СТРИМЕРЫ

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия
Д. М. АЛЕКСЕЕВ,
А. М. БАЛДИН,
А. 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»
1994

ПОЙНТИНГА — РОБЕРТСОНА ЭФФЕ́КТ — потеря орбитального угл. момента телом (обычно малой частицей) при движении по орбите вокруг другого тела, являющегося источником эл.-магн. излучения. Автор идеи — Дж. Пойнтинг [1]. Х. Робертсон дал строгую релятивистскую теорию эффекта [2], исправив ошибки в статье [1].

На неподвижную сферич. частицу радиуса a на расстоянии r от Солнца действует сила *давления света*, направленная по радиусу-вектору частицы:

$$F=\frac{\pi^2R_\odot^2a^2}{cr^2}\frac{r}{r}\int I_\odot(\lambda)Q(a,\lambda)d\lambda\equiv F_0\frac{r}{r},$$

где $Q(a, \lambda)$ — фактор эффективности для давления излучения, $I_\odot$ — спектральная интенсивность излучения Солнца, $R_\odot$ — радиуса Солнца, λ — длина волны. Если частица движется с радиальной скоростью $\dot r$ и трансверсальной скоростью $r\dot\varphi$ (φ — угол поворота в плоскости орбиты), то сила $\boldsymbol F$ из-за *аберрации света* отклонится от радиуса-вектора и изменится по величине (в системе покоя частицы). С точностью до членов первого порядка по отношению скорости частицы к скорости света радиальная и трансверсальная составляющие силы лучевого давления соответственно равны

$$F_r=F_0(1-2\dot r/c),\ F_\varphi=-F_0r\dot\varphi/c$$

и ур-ния орбитального движения частицы приобретают вид

$$\ddot r-r\dot\varphi^2=-(GM_\odot-\alpha c)r^{-2}-2\alpha\dot rr^{-2}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot\varphi)=-\alpha r\dot\varphi, \quad (2)$$

где G и $M_\odot$ — гравитац. постоянная и масса Солнца. Для случая $Q=1$ (абсолютно чёрная переизлучающая изотропно частица) Робертсон получил значение $\alpha=3{,}55\cdot10^{-8}\ (ap)^{-1}$ а. е. в год, где ρ — плотность вещества частицы (a — в см, ρ — в г · см$^{-3}$). Т. о., излучение влияет на орбитальное движение трояко: изменяется эфф. масса центра притяжения, к-рый при $\alpha>GM_\odot/c$ может превратиться в центр отталкивания; возникает направленная против радиальной скорости «сила трения» $2\alpha\dot rr^{-2}$, стремящаяся превратить орбиту в круговую; и, как это следует из ур-ния (2), происходит потеря момента импульса, превращающая орбиту в скручивающуюся спираль (П.— Р. э. в узком смысле). Частица, находящаяся на круговой орбите радиуса r_0, упадёт на Солнце через время $t=r_0^2/4\alpha=7\cdot10^6ap r_0^2$ лет.

П.— Р. э. учитывается [в широком смысле, т. е. ур-ния (1), (2)] в теории эволюции метеорного вещества в Солнечной системе, а также в космогонии планетных систем [4]. В. В. Радзиевский [3] показал, что П.—Р. э. проявляется также при движении пылевых частиц вокруг планет.

Лит.: 1) Poynting J. H., Radiation in the Solar system: its effect on temperature and its pressure on small bodies, «Phil. Trans. Royal Soc. of London», 1903, v. A202, p. 525; 2) Robertson H. P., Dynamical effects of radiation in the Solar system, «Mon. Not. Roy. Astron. Soc.», 1937, v. 97, p. 423; 3) Радзиевский В. В., Планетоцентрический эффект лучевого торможения, «ДАН СССР», 1950, т. 74, № 2, с. 197; 4) Альвен Х., Аррениус Г., Эволюция Солнечной системы, пер. с англ., М., 1979. *Л. М. Шульман.*

ПОККЕ́ЛЬСА ЭФФЕ́КТ — линейный электрооптич. эффект, состоящий в изменении показателей преломления света в кристаллах под действием внеш. электрич. поля пропорционально напряжённости электрич. поля E. Следствием этого эффекта в кристаллах является *двойное лучепреломление* или изменение величины уже имеющегося двулучепреломления.

П. э. был впервые изучен Ф. Поккельсом (F. Pockels) в 1893. Квадратичный и др. эффекты более высокого порядка много меньше П. э., однако в центросимметричных средах П. э. обращается в нуль и осн. роль играет квадратичный *Керра эффект*.

Математически П. э. описывается изменением оптич. *индикатрисы* кристалла (см. *Кристаллооптика*) — эллипсоида показателей преломления, к-рый в главной кристаллофиз. системе координат имеет вид

$$a_{10}x^2+a_{20}y^2+a_{30}z^2=1. \quad (1)$$

Здесь x, y и z — гл. оси кристалла, т. е. направления, вдоль к-рых векторы электрич. поля $\boldsymbol E$ и электрич. индукции $\boldsymbol D$ параллельны друг другу, $a_{10}=1/n_x^2$, $a_{20}=1/n_y^2$, $a_{30}=1/n_z^2$, n_x, n_y и n_z — показатели преломления для света, поляризованного вдоль осей x, y и z соответственно. Величины показателей преломления определяются распределением зарядов внутри кристалла. Наложение внеш. электрич. поля, малого по сравнению с внутр. полем кристалла, приводит к перераспределению связанных зарядов и небольшой деформации ионной решётки, что сопровождается изменением показателей преломления и, следовательно, коэф. эллипсоида a_{10}, a_{20}, a_{30}. Гл. оси нового эллипсоида в общем случае не будут совпадать с исходными гл. осями, ур-ние эллипсоида примет вид:

$$a_1x^2+a_2y^2+a_3z^2+2a_4yz+2a_5xz+2a_6xy=1. \quad (2)$$

В П. э., как эффекте линейном, рассматривается только линейная по полю $\boldsymbol E$ часть изменения коэф. эллипсоида, поэтому

$$a_k - a_{k0} = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z, \quad (3)$$

где $k = 1, 2...6$; $a_{10} = a_{20} = a_{30} = 0$. Коэф. r_{ki} наз. постоянными Поккельса и определяют величину П. э. в разл. кристаллах.

П. э. существует в средах, лишённых центральной симметрии, называемых *пьезоэлектриками*. Симметрия кристаллов накладывает определённые ограничения на постоянные Поккельса, часть из них обращается в нуль, нек-рые могут оказаться равными между собой. Материал считается обладающим значит. электрооптич. эффектом, если его коэф. r_{ki} порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ см/В. Поэтому при обычных внеш. полях 10^4 В/см линейное изменение показателя преломления составляет $\sim 10^{-5}$. Это означает, что существенные изменения оптич. длины под действием П. э. могут быть получены только в тех случаях, когда длина кристалла в направлении распространения света $\sim$ в 10^5 раз превышает длину волны света.

П. э. широко применяется при создании разл. устройств управления оптич. излучением, таких, как *модуляторы света*, дефлекторы, переключатели оптич. каналов и т. п. Обычно в этих устройствах используются кристаллы $LiNbO_3$ ($r_{33} = 30{,}8 \cdot 10^{-10}$ см/В), $LiTaO_3$ ($r_{33} = 33 \cdot 10^{-10}$ см/В), KH_2PO_4 ($r_{63} = 11 \cdot 10^{-10}$ см/В), KD_2PO_4 ($r_{63} = 26{,}8 \cdot 10^{-10}$ см/В) и др.

Значит. увеличение постоянных Поккельса происходит в сегнетоэлектрич. кристаллах при приближении к точке Кюри. Из зависимости r_{63} от темп-ры для кристаллов KH_2PO_4 и KD_2PO_4 (рис. 1) видно, что в точке Кюри постоянные Поккельса увеличиваются в $\sim$1500 раз по сравнению с комнатной темп-рой, что позволяет снизить управляющие напряжения. Однако трудности охлаждения кристаллов и поддержания с высокой точностью их темп-ры ограничивают применение устройств, работающих при темп-ре, близкой к темп-ре Кюри. Сегнетоэлектрики $BaTiO_3$, $KTa_xNb_{1-x}O_3$, $Ba_xSr_{1-x}Nb_2O_6$, имеющие точки Кюри вблизи комнатной темп-ры и большие коэф. $r_{ki} \sim 10^{-8}$ см/В, непригодны, однако, для создания устройств управления светом по своим оптич. качествам.

На практике П. э. часто маскируется вторичным электрооптич. эффектом, обусловленным деформациями пьезокристалла при наложении электрич. поля за счёт обратного *пьезооптического эффекта*. Эти деформации из-за наличия *фотоупругости* приводят к изменению показателя преломления, к-рое складывается с первичным П. э. При наличии деформаций изменение коэф. эллипсоида (3) должно быть записано в виде

$$a_k - a_{k0} = \sum_{i=1}^{3} r_{ki}E_i + \sum_{j=1}^{6} p_{kj}u_j, \quad (4)$$

где p_{kj} — коэф. фотоупругости, u_j — компоненты деформации, E_i — проекции электрич. поля на оси координат. Если к кристаллу не приложены внеш. напряжения, то деформации обусловлены только электрич. полем

$$u_j = \sum_{i=1}^{3} d_{ji}E_i, \quad (5)$$

где d_{ji} — пьезоэлектрич. коэф. Подставив (5) в (4), имеем

$$a_k - a_{k0} = \sum_{i=1}^{3}\left(r_{ki} + \sum_{j=1}^{6} p_{kj}d_{ji}\right)E_i. \quad (6)$$

Выражение в скобках наз. низкочастотной постоянной Поккельса, т. к. именно эта величина измеряется при НЧ изменении электрич. поля. На очень высоких частотах деформации кристалла малы и имеет место только первичный П. э.

Особенно резко увеличиваются деформации на частотах, соответствующих собств. колебаниям кристалла. Когда частота внеш. электрич. поля совпадает с одной из собств. частот, деформации увеличиваются в Q раз, где Q — *добротность* соответствующего колебания. При таком резонансе электрооптич. коэф. может возрасти в 10^3 раз, что позволяет во столько же раз снизить управляющее напряжение. Однако это явление

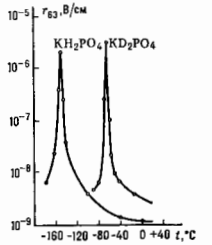


Рис. 1. Температурная зависимость постоянных Поккельса для кристаллов KH_2PO_4(KDP) и KD_2PO_4(DKDP)

наблюдается в узкой полосе частот и сильно зависит от темп-ры. Для улучшения частотной характеристики широкополосной модуляции света с помощью П. э. приходится специально демпфировать собств. колебания электрооптич. кристалла, однако и в этом случае переход от низких частот к высоким сопровождается изменением постоянной Поккельса за счёт пьезоэффекта. На рис. 2 приведены зависимости $r_{э1} = (1/2)(n_0^3 r_{13} - n_e^3 r_{33})$ и $r_{э2} = n_0^3 r_{22}$ для кристалла $LiNbO_3$ с размерами $41 \times 3{,}3 \times 3{,}3$ мм³ от частоты, измеренные экспериментально. На низких частотах $r_{э1}$ и $r_{э2}$ определяются суммой первичного и вторичного П. э. При этом для $r_{э2}$ оба эффекта имеют одинаковый знак, а для $r_{э1}$ вторичный эффект имеет знак, противоположный первичному. Поэтому на высоких частотах $r_{э1}$ больше своего

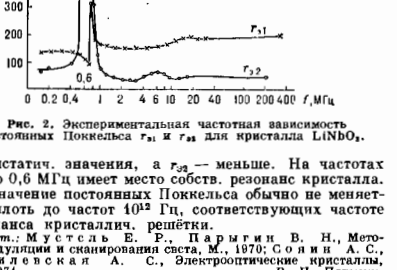


Рис. 2. Экспериментальная частотная зависимость постоянных Поккельса $r_{э1}$ и $r_{э2}$ для кристалла $LiNbO_3$.

квазистатич. значения, а $r_{э2}$ — меньше. На частотах около 0,6 МГц имеет место собств. резонанс кристалла. ВЧ-значение постоянных Поккельса обычно не меняется вплоть до частот 10^{12} Гц, соответствующих частоте резонанса кристаллич. решётки.

Лит.: Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970; Солин А. С., Василевская А. С., Электрооптические кристаллы, М., 1971.

В. Н. Парыгин.

ПОКОЛЕНИЯ ФЕРМИОНОВ — сходные по свойствам группы (семейства) частиц — *кварков* и *лептонов*:

$$(\nu_e, e^-, u, d), \ (\nu_\mu, \mu^-, c, s), \ (\nu_\tau, \tau^-, t, b).$$

Соответствующие частицы из каждого поколения имеют одни и те же квантовые числа относительно группы симметрии *электрослабого взаимодействия* и отличаются только массами: каждое следующее поколение тяжелее предыдущего. Указанные три поколения содержат все известные в настоящее время кварки и лептоны.

Приведём состав первого П. ф., в к-ром частицы разбиты на дублеты и синглеты по группе $SU(2)$ электрослабого взаимодействия:

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L,\ e^-_R,\ \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L,\ u_R,\ d_R,$$

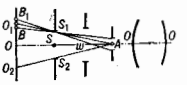
где e_L; e_R... — соответственно левое (L) и правое (R) электронные и т. д. *киральные поля* (см. *Киральная симметрия*). Т. к. кварки образуют триплеты по группе цвета сильного взаимодействия $SU(3)_c$, то в каждом П. ф. насчитывается 15 двухкомпонентных вейлевских спиноров (см. *Вейля уравнение*).

В связи с существованием П. ф. теория должна ответить на два вопроса: почему фермионы объединяются в поколения и почему поколения повторяются? Модели *великого объединения* дают удовлетворит. ответ на первый вопрос. В простейшей $SU(5)$-модели 15 фермионов разбиваются на представления 5 и 10 (см. *Представление группы*). В схеме, основанной на группе $SO(10)$, фундам. фермионы преобразуются по спинорному представлению, имеющему размерность 16, и предсказывается существование правого нейтрино (что не противоречит эксперименту). Т. о., каждое поколение в такой модели содержит 16 двухкомпонентных частиц. В теориях, основанных на группах более высокого ранга, предсказывается существование большего числа частиц в поколении (напр., в случае группы E_8 — 27 частиц). Второй вопрос пока остаётся открытым и считается одним из основных в физике элементарных частиц. Вопрос этот возник еще в эпоху открытия *мюона* (μ^-) и формулировался так: зачем нужен μ^- и почему его масса сильно отличается от электронной, хотя все его известные взаимодействия такие же, как у электрона? Наиб. простым является предположение, что кварки и лептоны — составные объекты и все последующие поколения являются возбуждёнными состояниями первого. Частицы, из к-рых «построены» лептоны и кварки, получили назв. п р е о н о в (см. *Составные модели*). Попытка динамич. реализации такой возможности наталкивается на противоречие между сравнительно небольшими расстояниями между уровнями в спектре связанных состояний (для заряж. лептонов $m_e \approx 0{,}5$ МэВ, $m_\mu \approx 105$ МэВ, $m_\tau \approx 1{,}7$ ГэВ) и отсутствием *форм-факторов* у лептонов и кварков вплоть до макс. экспериментально достижимых энергий (т. е. до 10^2—10^3 ГэВ). Экономной и последоват. преонной схемы пока нет. Другой, более глубокий подход связан с теориями типа Калуцы — Клейна (см. *Калуцы — Клейна теория*). При этом исходной является единая квантовая теория поля, обладающая высокой симметрией в многомерном пространстве-времени, из к-рой в результате компактификации образуется наш 4-мерный мир. Компактификация — это динамич. механизм, в результате к-рого по нек-рым измерениям в исходном пространстве размерности D спонтанно образуется компактное многообразие размерности $D-4$, а оставшиеся 4 измерения соответствуют реальному пространству-времени. Степени свободы, отвечающие компактифицированным ($D-4$) измерениям, отражаются во *внутренних симметриях* реального мира. Размер R компактного многообразия очень мал ($R \sim \hbar/m_{Pl}c \sim \sim 10^{-33}$ см, где $m_{Pl} \approx 10^{19}$ ГэВ/c^2 — т. н. планковская масса, характеризующая обратную константу гравитац. взаимодействия). Большинство частиц в таких схемах оказываются тяжёлыми, с массами порядка планковской. Кол-во безмассовых в этом масштабе частиц, а следовательно и число поколений, определяется геометрией компактного многообразия. В популярных совр. моделях, порождаемых теорией суперсимметричных струн (*суперструн*) в 10-мерном пространстве-времени, предсказывается существование 4 поколений, каждое из к-рых состоит из 27 частиц.

Лит.: О к у н ь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; W i t t e n E., Search for a realistic Kaluza — Klein theory, «Nucl. Phys.», 1981, v. B 186, p. 412.

М. И. Высоцкий.

ПО́ЛЕ о п т и ч е с к о й с и с т е м ы (ранее наз. **поле зрения**) — часть пространства (или плоскости), изображаемая оптич. системой. П. определяется контурами оптич. деталей (такими, как оправы линз, призм), диафрагмами и т. п., к-рые ограничивают световые пучки. Величина П. определяется тем из контуров S_1S_2 (рис.), к-рый виден из центра A входного зрачка (ем. *Диафрагма* в оптике) под наименьшим углом. Величина П. измеряется либо углом 2α, под к-рым виден контур S_1S_2 и соответствующая часть предмета O_1O_2 из центра входного зрачка (у г л о в о е П.), либо линейными размерами этой части O_1O_2 (л и н е й н о е П.). Системы, предназначенные для наблюдения за удалёнными объектами (телескопы, зрительные трубы), обычно характеризуют угловым П., а системы, в к-рых расстояние до объекта невелико (напр., микроскопы), — линейным П.



В общем случае плоскости объекта O_1O_2 и контура S_1S_2 не совпадают и имеет место *виньетирование* (с шириной кольца BB_1, рис.). Если же плоскость S_1S_2 совмещена с плоскостью объекта, граница П. резка. Этого стараются добиться во мн. телескопах, зрительных трубах и др., помещая полевую диафрагму в фокальную плоскость объектива.

Угловое поле 2α в пространстве предметов изменяется для раал. типов оптич. систем в широких пределах; так, в биноклях оно составляет 5—10°, а в самых больших телескопах не превышает неск. угловых мин. В широкоугольных фотообъективах он достигает 120—140° и даже 180°. П. микроскопа определяется отношением П. окуляра 2β к линейному увеличению объектива β: $2l/\beta$.

Лит.: Т у д о р о в с к и й А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.— Л., 1948; С л ю с а р е в Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

ПОЛЕВА́Я ЭМИ́ССИЯ — то же, что *автоэлектронная эмиссия*.

ПОЛЕВО́Й ТРАНЗИ́СТОР — *транзистор*, в к-ром управление протекающим через него током осуществляется электрич. полем, перпендикулярным направлению тока. Принцип работы П. т., сформулированный в 1920-х гг., поясняется на рис. 1. Тонкая пластинка полупроводника (канал) снабжена двумя омич. электродами (и с т о к о м и с т о к о м). Между истоком и стоком расположен третий электрод — з а т в о р. Напряжение, приложенное между затвором и любым из двух

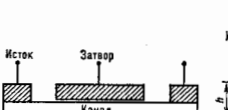


Рис. 1.

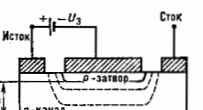


Рис. 2.

др. электродов (истоком или стоком), приводит к появлению в подзатворной области канала электрич. поля. Влияние этого поля приводит к изменению кол-ва носителей заряда в канале вблизи затвора и, как следствие, изменяет сопротивление канала.

Изготовляются П. т. гл. обр. из Si и GaAs; исследуются также П. т. на основе InP, тройных твёрдых растворов $A^{III}B^V$, а также *гетероструктур* GaAlAs/GaAs и InGaAs/InP и др.

Если канал П. т.— полупроводник *n*-типа, то ток в нём переносится электронами, входящими в канал через исток, к к-рому в этом случае прикладывается отрицат. потенциал, и выходящими из канала через сток.

Если канал П.т.— полупроводник p-типа, то к истоку прикладывается положит. потенциал, а к стоку — отрицательный. При любом типе проводимости канала ток всегда переносится носителями заряда только одного знака: либо электронами, либо дырками, поэтому П. т. наз. иногда униполярными транзисторами.

Различают 2 осн. типа П. т. К первому типу относят П. т., в к-рых затвором служит p — n-переход (П. т. с управляющим p — n-переходом) или барьер металл — полупроводник (*Шоттки барьер*). Ко второму типу относят П. т., в к-рых металлич. электрод затвора отделён от канала тонким слоем диэлектрика, — П. т. с изолированным затвором.

Идея, лежащая в основе работы П. т. с затвором в виде p — n-перехода, высказана в нач. 50-х гг. У. Шокли (W. Shockley, США). Она поясняется на рис. 2. Под металлич. электродом затвора П. т. сформирован p-слой, так что между затвором и любым из двух др. электродов П. т. существует p — n-переход. Толщина канала d, по к-рому ток может протекать между истоком и стоком, зависит от напряжения, приложенного к затвору. Между истоком и затвором прикладывается напряжение $U_з$, смещающее p — n-переход в запорном направлении (в П. т. с каналом n-типа это условие соответствует «минусу» на затворе). Тогда под затвором возникает обеднённый слой (см. *p — n-переход*), имеющий очень высокое сопротивление. Чем больше напряжение $U_з$, тем больше толщина обеднённого слоя. В пределах обеднённого слоя ток практически течь не может. Поэтому увеличение $U_з$ соответствует сужению канала, по к-рому протекает ток между истоком и стоком. Меняя напряжение на затворе, можно управлять током в канале. Чем больше $U_з$, тем толще обеднённый слой и тоньше канал и, следовательно, тем больше его сопротивление и тем меньше ток в канале. При достаточно большой величине $U_з$ обеднённый слой под затвором может полностью перекрыть канал, и ток в канале обратится в нуль. Соответствующее напряжение $U_з = U_0$ наз. напряжением отсечки.

Ширина области объёмного заряда обратносмещённого p — n-перехода

$$W=\left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(U_з+U_к)}{eN_d}\right]^{1/2},$$

где e — заряд электрона, N_d — концентрация доноров в материале канала, ε — диэлектрич. проницаемость материала, $\varepsilon_0 = 8{,}854\cdot10^{-12}$ Ф/м — диэлектрич. постоянная, $U_к$ — контактная разность потенциалов в p — n-переходе. Очевидно, толщина канала $d = h - W$, где h — геом. толщина канала (рис. 2). Напряжение отсечки U_0 находится из условия $W = h$:

$$U_0=\frac{eN_dh^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}-U_к\approx\frac{eN_dh^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}.$$

Принцип работы П. т. с затвором в виде барьера Шоттки (ПТШ) аналогичен. Разница лишь в том, что обеднённый слой в канале под затвором создаётся приложением запорного напряжения к контакту металл — полупроводник.

ПТШ и П. т. с управляющим p — n-переходом, как правило, являются П. т. с нормально открытым каналом. Так принято наз. П. т., в к-рых при отсутствии напряжения на затворе ($U_з = 0$) канал открыт и между истоком и стоком возможно протекание тока. В *цифровых устройствах* для снижения потребляемой мощности применяют также нормально закрытые П. т. В этих приборах толщина канала h настолько мала, что канал под действием контактной разности потенциалов $U_к$ при нулевом напряжении на затворе полностью обеднён носителями заряда, т. е. канал практически закрыт. Рабочей областью входных сигналов таких П. т. являются отпирающие значения $U_з$ от $U_з = 0$ до $U_з \approx U_к$.

В П. т. с изолиров. затвором между каналом П. т. и металлич. электродом затвора размещается тонкий слой диэлектрика (рис. 3, 4). Поэтому такие П. т. наз. МДП-транзисторами (металл — диэлектрик — полупроводник; см. *МДП-структура*). Часто в МДП-транзисторе слоем диэлектрика служит окисел на поверхности полупроводника. В этом случае П. т. наз. МОП-

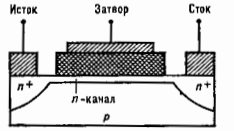


Рис. 3.

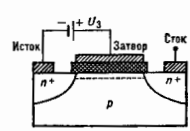


Рис. 4.

транзисторами (металл — окисел — полупроводник). Первые МДП-транзисторы появились в сер. 50-х гг.

МДП-транзисторы могут быть как с нормально открытым, так и с нормально закрытым каналами. МДП-транзистор с нормально открытым, встроенным каналом показан на рис. 3 на примере МДП-транзистора с каналом n-типа. Транзистор выполнен на подложке p-типа. Сверху подложки методами диффузии, *ионной имплантации* или *эпитаксии* формируются проводящий канал n-типа и две глубокие n^+-области для создания омич. контактов в области истока и стока. Область затвора представляет собой конденсатор, в к-ром одной обкладкой служит металлич. электрод затвора, а другой — канал П. т. Если между затвором и каналом приложить напряжение, то в зависимости от его знака канал будет обогащаться или обедняться подвижными носителями заряда. Соответственно, сопротивление канала будет уменьшаться или возрастать. В показанной на рис. 3 МДП-структуре с каналом n-типа напряжение, «плюс» к-рого приложен к затвору, а «минус» — к каналу (истоку или стоку), вызывает обогащение электронами приповерхностного слоя полупроводника под затвором. Обратная полярность напряжения на затворе вызывает обеднение канала электронами аналогично П. т. с управляющим p — n-переходом.

Для работы МДП-транзистора принципиально важно, чтобы поверхность раздела диэлектрик — полупроводник под затвором имела низкую плотность электронных *поверхностных состояний*. В противном случае изменение напряжения на затворе может приводить не к изменению концентрации носителей в канале, а лишь к перезарядке поверхностных состояний.

МДП-транзистор с индуцирова. каналом показан на рис. 4. Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что этот транзистор отличается от МДП-транзистора со встроенным каналом отсутствием n-слоя под затвором. Если напряжение на затворе отсутствует ($U_з = 0$), то в МДП-транзисторе, показанном на рис. 4, отсутствует и канал (транзистор с нормально закрытым каналом), а сам транзистор представляет собой два последовательно включённых p — n-перехода. При любой полярности напряжения между истоком и стоком один из этих p — n-переходов оказывается включённым в обратном направлении и ток в цепи исток — сток практически равен нулю.

Если приложить к затвору напряжение $U_з$ в такой полярности, как показано на рис. 4, то поле под затвором будет отталкивать дырки и притягивать в подзатворную область электроны. При достаточно большом напряжении $U_з$, называемом напряжением отпирания, под затвором происходит инверсия типа проводимости: вблизи затвора образуется тонкий слой n-типа. Между истоком и стоком возникает проводящий канал. При дальнейшем увеличении $U_з$ возрастает концентрация электронов в канале и сопротивление его уменьшается.

Осн. параметры П. т. Для П. т. характерно очень высокое входное сопротивление по пост. току $R_{вх}$.

Действительно, входной сигнал в П. т. подаётся на затвор, сопротивление к-рого в П. т. с управляющим $p-n$-переходом и ПТШ определяется сопротивлением обратно смещённого $p-n$-перехода или сопротивлением барьера Шоттки, а в МДП-транзисторе — сопротивлением слоя диэлектрика. Величина $R_{вх}$ в П. т. обычно превосходит 10^8 Ом, в нек-рых конструкциях достигает 10^{14} Ом. Входное сопротивление по перем. току практически определяется ёмкостью затвора $C_{вх}$. В сверхвысокочастотных П. т. величина $C_{вх} < 1$ пФ, в мощных низкочастотных П. т. величина $C_{вх} \gtrsim 100$ пФ.

Усилит. свойства П. т. характеризуются крутизной вольт-амперной характеристики S, определяемой как отношение изменения тока между истоком и стоком (тока стока) ΔI_c к изменению напряжения на затворе $\Delta U_з$ при пост. напряжении на стоке:

$$S = \frac{\Delta I_c}{\Delta U_з}\Big|_{U_c=\text{const}}.$$

При неизменной структуре прибора крутизна растёт прямо пропорционально ширине затвора B (рис. 5). Поэтому при сравнении усилит. свойств разл. типов П. т. используется понятие уд. крутизны S^* (отношения крутизны к ширине затвора B). Крутизна П. т.

Рис. 5.

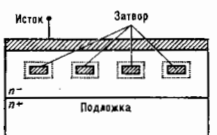


Рис. 6.

измеряется в сименсах, уд. крутизна — в сименсах/мм. В серийных П. т. $S^* \approx 0{,}05$—$0{,}2$ См/мм. В лаб. разработках достигнуты значения $S^* \approx 1{,}2$ См/мм при 300 К и ≈ 2 См/мм при 77 К.

П. т. относятся к малошумящим приборам. Типичное значение коэф. шума (см. *Шумовая температура*) серийных П. т. $K_ш \approx 1$—3 дБ. Предельные ВЧ-свойства П. т. определяются временем пролёта носителей под затвором $t_{пр}$ вдоль канала. Макс. рабочая частота П. т. может быть оценена, как $f_{макс} \sim 1/t_{пр} \sim v_{макс}/L$, где L — длина затвора (рис. 5). Величина L в серийных П. т. составляет 0,5—10 мкм. В лаб. условиях широко исследуются приборы с $L \approx 0{,}1$—$0{,}25$ мкм. Величина $v_{макс}$ в кремниевых приборах не превосходит дрейфовой скорости насыщения $v_s \sim 1 \cdot 10^7$ см/с (см. *Лавинно-пролётный диод*). В П. т. на основе соединений $A^{III}B^{V}$ при $L \leqslant 0{,}5$ мкм важную роль играют т. н. баллистич. эффекты (движение носителей заряда без столкновений на длине канала), за счёт к-рых величина $v_{макс}$ возрастает до $(4—6) \cdot 10^7$ см/с. Предельная частота генерации П. т. превосходит 200 ГГц. Предельно малое время переключения П. т. ~ 5пс.

Осн. разновидности П. т. По областям применения все П. т. можно условно разбить на 4 осн. группы: П. т. для цифровых устройств и *интегральных схем* (ЦУ и ИС), П. т. общего применения, сверхвысокочастотные П. т. и мощные П. т.

П. т., предназначенные для работы в ЦУ и ИС, должны обладать малыми габаритами, высокой скоростью переключения и мин. энергией переключения. Серийные П. т. для ЦУ и ИС в наст. время изготовляются в осн. из Si и характеризуются следующими параметрами: длина затвора ~ 1 мкм, время переключения ~ 1 пс, энергия переключения ~ 1 пДж. Лучшие результаты получены с использованием П. т. на основе гетероструктур с селективным легированием (ГСЛ) [3, 4]. В ГСЛ-транзисторах, называемых также транзисторами с высокой подвижностью электронов (ВПЭТ), используются свойства двумерного электронного газа, образующегося в нек-рых гетероструктурах на границе узкозонного и широкозонного слоёв гетеропары. С использованием гетеропары GaAlAs/GaAs получены ГСЛ-транзисторы с временем переключения 5 пс и энергией переключения $\sim 2{,}0 \cdot 10^{-14}$ Дж. Исследуются также ГСЛ-транзисторы с использованием др. гетеропар на основе соединений $A^{III}B^{V}$.

Осн. требование к сверхвысокочастотным П. т. состоит в достижении макс. мощности или коэф. усиления на предельно высокой частоте. Продвижение в область высоких частот требует уменьшения длины затвора и макс. использования баллистич. эффектов для достижения высокой скорости носителей. Для изготовления сверхвысокочастотных П. т. в наст. время используется в осн. GaAs, в к-ром баллистич. превышение скорости иад максимально возможным равновесным значением выражено значительно сильнее, чем в Si. Серийные СВЧ П. т. работают на частотах до ~ 40 ГГц. Лаб. разработки проводятся на частотах 90—110 ГГц. Предельная частота генерации (230 ГГц) получена в ГСЛ-транзисторах на основе GaAs/InGaAs, изготовленных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии.

Мощные П. т. работают при напряжении в цепи канала $\sim 10^3$ В и коммутируемом токе ~ 10 А. Т. к. мощность на единицу рабочей площади структуры принципиально ограничена необходимостью отводить тепло, мощные П. т. имеют большую общую длину электродов. Часто используется встречно-штыревая система электродов [2]. Мощные П. т. изготовляются на основе Si и GaAs. Характерные рабочие частоты мощных П. т. достигают величин $\sim 10^3$ МГц.

Новые разновидности П. т. Транзисторы с *проницаемой базой* (ТПБ) предложены в 1979 и, по оценкам, способны, в принципе, повысить рабочую частоту П. т. до 10^{12} Гц (1 ТГц). Носители заряда в канале ТПБ движутся не вдоль поверхности полупроводниковой плёнки, а перпендикулярно ей. Длина канала, и следовательно время пролёта носителей, в ТПБ могут быть значительно уменьшены в сравнении с планарным П. т. При планарной конструкции мин. размер затвора L определяется возможностями рентг. или электронно-лучевой *микролитографии*: $L \gtrsim 0{,}1$ мкм (1000 Å). Предельно малая величина L в ТПБ определяется толщиной плёнки, к-рая может быть получена в совр. установке молекулярно-пучковой эпитаксии, и составляет неск. атомных слоёв.

Электроны в ТПБ (рис. 6) движутся от истока к стоку в направлении, перпендикулярном поверхности плёнки. Затвором служит металлич. сетка, «погружённая» в толщу полупроводниковой структуры ТПБ. По принципу действия ТПБ аналогичен ПТШ. Между металлич. сеткой и полупроводником возникает барьер Шоттки. Толщина обеднённой области вблизи проводников сетки определяется напряжением на затворе. Если толщина обеднённой области меньше расстояния между проводниками сетки, канал открыт и электроны свободно движутся к стоку. При достаточно большом напряжении обеднённые области перекрываются — канал закрыт. Осн. проблема создания ТПБ состоит в получении качеств. границы раздела металл — полупроводник. ТПБ имеет большое сходство с электронной лампой, в к-рой управляющим электродом является металлич. сетка.

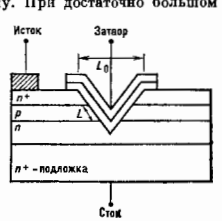


Рис. 7.

Др. разновидностью П. т., в к-ром достигается уменьшение длины канала,

является П. т. с *V*-канавкой (рис. 7), к-рый по принципу действия представляет собой МДП-транзистор с индуциров. каналом. Однако длина канала в такой структуре определяется не размером канавки в её верх. части L_0 (рис. 7), а толщиной *p*-слоя и углом между склонами канавки и слоями П. т. Длина затвора в такой конструкции может быть в неск. раз меньшей, чем в планарном П. т. Изготовление П. т. с *V*-канавкой основано на анизотропии травления Si и GaAs при определ. ориентации поверхности полупроводниковой структуры.

Нек-рые др. типы быстродействующих транзисторов рассмотрены в [3, 4].

Лит.: Кроуфорд Р., Схемные применения МОП-транзисторов, пер. с англ., М., 1970; Зи С., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; Пожела Ю., Юцене В., Физика сверхбыстродействующих транзисторов, Вильнюс, 1985; Шур М., Современные приборы на основе арсенида галлия, пер. с англ., М., 1991.

М. Е. Левинштейн, Г. С. Симин.

ПОЛЗУ́ЧЕСТИ ТЕО́РИЯ математическая — раздел *механики сплошных сред*, в к-ром изучают процессы медленного деформирования (течения) твёрдых тел под действием пост. напряжения (или нагрузки). В силу различия физ. механизмов, приводящих к возникновению временных эффектов, единой П. т. не существует. Наиб. развитие получили варианты П. т., описывающие поведение наиб. распространённых конструкц. материалов: металлов, пластмасс, композитов, грунтов, бетона. Осн. задача П. т.— формулировка таких матем. зависимостей между деформацией ползучести (или её скоростью) и параметрами, характеризующими состояние материала (механич. напряжения, темп-ра, повреждённость и др.), к-рые бы достаточно полно отражали осн. наблюдаемые в экспериментах свойства. К П. т. непосредственно примыкают теории т. н. длит. прочности, описывающие разрушение материалов при выдержке в условиях постоянной или слабо меняющейся нагрузки.

Механич. характеристики ползучести и длит. прочности конструкц. материалов обычно определяют в опытах на растяжение или сжатие цилиндрич. образцов (одноосное напряжённое состояние) либо путём испытаний трубчатых или плоских образцов при разл. комбинациях нагрузок (сложное напряжённое состояние). Длительность испытаний зависит как от уровня нагрузок, так и от задач использования данного материала в конкретных конструкциях. Она может колебаться от неск. минут (для решения технол. задач обработки металлов, непрерывной разливки, ракетной техники) до сотен тысяч часов (стационарные турбины, строит. конструкции).

Наиб. распространение получили два подхода к построению П. т. В первом в качестве осн. соотношения принимается ур-ние состояния в виде

$$p=f(\sigma,T,p,q_i),\ (i=1,\ldots,), \qquad (1)$$

где p — деформация ползучести, σ — напряжение, T — темп-ра, q_i — т. н. параметры состояния, для к-рых записывается система кинетич. ур-ний вида

$$dq_i=A_i d\sigma+B_i dp+C_i dT+D_i dt\ (i=1,\ldots,n), \qquad (2)$$

где коэф. A_i, B_i, C_i и D_i сами могут быть ф-циями σ, T, p и q_i. Задавая конкретные виды ф-ций f, A_i, B_i, C_i и D_i, можно получить все известные, т. н. техн. П. т. Так, если принять, что параметр $q_i\equiv t$, получим т е о р и ю т е ч е н и я, а если ограничиться одним ур-нием (1), то т е о р и ю у п р о ч н е н и я. Вводя параметр повреждённости ω (под к-рым понимается обобщённая мера микротрещин), получим соотношения вида $\dot p=f(\sigma,T,p,\omega)$ и $\dot\omega=\varphi(\sigma,T,p,\omega)$, к-рые позволяют описать как процесс ползучести, так и длит. разрушение (обычно для сплошного, неповреждённого материала принимается $\omega=0$, а условие разрушения — в виде $\omega=1$). Введение двух параметров повреждённости ω и Ω позволяет описать наиб. характерные эффекты длит. прочности. Соотношения (1) и (2) позволяют учесть все осн. участки кривых простой ползучести (когда испытания проводятся при пост. напряжении). Кроме того, в них могут быть учтены и такие эффекты, как скачкообразное изменение скорости ползучести при мгновенных догрузках и разгрузках и эффект последействия.

Во втором подходе принимается зависимость вида $p=\Phi(\sigma,T)$, где под Φ понимается нек-рый функционал по времени t. В частном случае, когда он может быть записан в виде

$$p=\int_0^t K(t,\tau,T)f(\sigma,T)d\tau,$$

получаем обычную т е о р и ю н а с л е д с т в е н н о с т и. Величина $K(t,\tau,T)$, т. н. ядро последействия, характеризует, насколько в момент времени t ощущается влияние (последействие) на деформацию напряжения, к-рое действовало в более ранний момент времени τ. Т. к. напряжение действует и в др. моменты времени, то суммарное последействие учитывается интегрированием. Если ядро K зависит только от разности $t-\tau$, то имеем дело с нестареющим материалом, а если f является линейной ф-цией σ, то получается линейная теория наследственности. Когда K является экспоненциальной ф-цией от $t-\tau$, получаем известные модели вязкоупругих сред. В более общем случае Φ может быть представлено в виде ряда кратных интегралов по времени. Тогда получаем соотношения общей нелинейной теории вязкоупругости.

Переход к сложному напряжённому состоянию осуществляется обычно принятием одной из двух гипотез для деформации ползучести: в первом случае принимается, что тензор деформаций ползучести p_{ij} пропорционален девиатору тензора напряжений $p_{ij}=\lambda S_{ij}$, во втором принимается гипотеза о пропорциональности тензора скоростей деформаций ползучести $\dot p_{ij}$ тому же девиатору S_{ij}. Первая — деформац. вариант, вторая — теория течения для сложного напряжённого состояния. Параметр λ определяется как отношение соответствующих инвариантов тензоров деформаций ползучести и напряжений, для определения к-рых принимаются системы (1) и (2), куда в качестве параметров могут войти произвольные инварианты тензоров напряжений и деформаций.

П. т. используется для анализа напряжённо-деформированного состояния и времени работоспособности элементов конструкций, материал к-рых обладает свойствами ползучести и длит. прочности. Соотношения (1), (2) дополняют систему ур-ний равновесия и совместности до полной. В условиях ползучести при пост. внеш. воздействиях может со временем произойти потеря несущей способности отд. элементов конструкций и конструкции в целом. Это относится, в частности, к потере устойчивости элементов типа арок и оболочек, где возможна потеря устойчивости при нагрузках, существенно меньших, чем вызывающие мгновенную потерю устойчивости при нагружении. Важное значение имеют расчёты длит. прочности, когда возможно наступление мгновенного разрушения при длит. эксплуатации в условиях стационарного режима нагружения. П. т. позволяет найти оптим. режимы ряда технол. процессов высокотемпературной обработки металлов, изготовления композитных материалов и оценить временные процессы при деформации грунтов, ледников и др. природных сред.

Лит.: Работнов Ю. Н., Ползучесть элементов конструкций, М., 1966; его же, Элементы наследственной механики твердых тел, М., 1977; Закономерности ползучести и длительной прочности. Справочник, под ред. С. А. Шестерикова, М., 1983; Малинин Н. Н., Ползучесть в обработке металлов, М., 1986.

С. А. Шестериков.

ПОЛЗУ́ЧЕСТЬ МАТЕРИАЛОВ — непрерывная пластич. деформация материалов под воздействием пост. механич. нагрузки или напряжений. Ползучести подвержены все кристаллич. и аморфные твёрдые тела при всех видах механич. нагрузок. П. м. наблюдают как при темп-рах, близких к темп-ре жидкого гелия, так и при близких к темп-ре плавления. Однако с увеличе-

нием темп-ры T скорость П. м. растёт, что ограничивает долговечность конструкций, работающих при пост. нагрузках и повыш. темп-рах. Малая скорость П. м.— гл. требование, предъявляемое к жаропрочным материалам. Существ. техн. значение имеет ползучесть металлич. материалов и керамики при повыш. темп-рах и давлениях.

Зависимость величины деформации ε от времени t при иост. темп-ре T и напряжении σ описывают т. н. кривой ползучести (рис. 1). Процесс П. м. условно разбивают на стадии: I — неустановившаяся П. м., когда скорость деформации $\dot{\varepsilon}$ непрерывно понижается (происходит упрочнение); II — установившаяся П. м. $\dot{\varepsilon}_{уст}$ = const; III — стадия ускоренной П. м., к-рая заканчивается разрушением. Относит. протяжённость каждой стадии зависит от условий испытания или эксплуатации (от T и σ), свойств материала и его структуры (предварит. обработки).

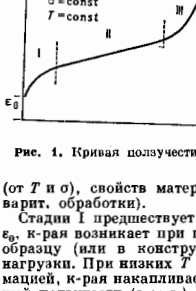


Рис. 1. Кривая ползучести.

Стадии I предшествует т. н. мгновенная деформация ε_0, к-рая возникает при приложении к испытываемому образцу (или в конструкции — к деталям) механич. нагрузки. При низких T величина соизмерима с деформацией, к-рая накапливается в течение всей последующей ползучести ($\varepsilon \approx \varepsilon_0$). При высоких T накапливаемая деформация $\varepsilon \gg \varepsilon_0$.

Неустановившаяся стадия ползучести. При повышенных T неустановившаяся стадии П. м. наблюдается только в тех случаях, когда σ вызывает появление ε_0. Если ε_0 очень мала, то участок, соответствующий стадии I, тоже весьма мал.

Скорость деформации $\dot{\varepsilon}$ на стадии I меняется со временем t по закону

$$\dot{\varepsilon} = At^{-m}, \qquad (1)$$

где A — постоянная, зависящая от σ и T; $0 < m \leqslant 1$. При $m = 1$

$$\varepsilon = \alpha \ln t + \text{const}, \qquad (2)$$

т. н. логарифмич. закон П. м. (α — постоянная, не зависящая от времени). Такая кинетика наблюдается при абс. темп-рах T от 0,05 до 0,3 $T_{пл}$ (темп-ры плавления материала) и $\varepsilon < 0{,}3\%$. Согласно физ. модели, в недеформиров. материале имеется нек-рое кол-во источников *дислокаций*, к-рые активируются под влиянием приложенных σ и тепловых флуктуаций. Со временем их число истощается. При повышении σ и T значение α и постоянная в ур-нии (2) увеличиваются, а величина m в (1) уменьшается. При $m = 2/3$

$$\varepsilon = \beta t^{1/3} + \text{const}. \qquad (3)$$

На многих металлич. материалах наблюдают параболич. ползучесть (или β-ползучесть). Величина β растёт с повышением T и σ.

Имеются эксперим. данные, полученные при повыш. темп-рах, к-рые не описываются ни логарифмической, ни параболич. зависимостями. Поэтому предложен ряд эмпирич. ур-ний, описывающих кинетику неустановившейся П. м.,— степенные ряды, экспоненциальные ф-ции, комбинации раал. ф-ций.

Установившаяся ползучесть. Установившуюся П. м. рассматривают как динамич. равновесие процессов деформац. упрочнения и термич. возврата. Напряжения течения при этом не изменяются со временем. Это записывается следующим образом:

$$d\sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right) dt = 0, \qquad (4)$$

где $\partial\sigma/\partial\varepsilon = \chi$ — деформац. упрочнение, $\partial\sigma/\partial t = -r$ — термич. возврат, к-рый оценивают по уменьшению напряжений текучести при отжиге. Из (4) следует

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \dot{\varepsilon} = r/\chi.$$

Эксперименты, проведённые на металлах и сплавах, показывают, что $\dot{\varepsilon}_{уст}$ и r (с учётом влияния на возврат приложенных напряжений) совпадают. Непосредств. измерение $\dot{\varepsilon}_{уст}$ и её оценки по эксперим. значениям χ и r для одного и того же металла дают хорошее совпадение.

Экспериментально установлено два осн. вида зависимости $\dot{\varepsilon}_{уст}$ от σ. В первом случае $\sigma/E \geqslant 10^{-4}$ (E — модуль упругости) и $T < 0{,}5\ T_{пл}$ справедливо соотношение

$$\dot{\varepsilon}_{уст} = A_1 \exp(B\sigma), \qquad (5)$$

где A_1 и B постоянные, не зависящие от σ. Соотношение (5) справедливо для мн. материалов (металлы и сплавы, керамика, полимеры, ионные кристаллы, полупроводники) в интервале σ, в к-ром $\dot{\varepsilon}_{уст}$ изменялось на 10 порядков. Во втором случае $\sigma/E = 10^{-4} - 10^{-6}$ и $T > 0{,}5\ T_{пл}$ справедливо соотношение

$$\dot{\varepsilon}_{уст} = A_2 \sigma^n, \qquad (6)$$

где A_2 и n — постоянные, не зависящие от σ; для металлов $n \approx 4-5$, а для металлич. твёрдых растворов $n \approx 3$.

С зависимостью $\dot{\varepsilon}$ от σ связано понятие *предела ползучести* — напряжения, при к-ром скорость П. м. имеет нек-рую заданную величину. При малых σ, когда $\dot{\varepsilon}$ и накапливаемая деформация ε весьма малы, отсутствует определённость относительно того, какая измеряется скорость, связанная со стадиями I и II или только со стадией II. Поэтому иногда под пределом ползучести понимают напряжение, к-рое вызывает заданную скорость П. м. через заранее установленный промежуток времени.

С темп-рой T скорость $\dot{\varepsilon}_{уст}$ связана экспоненц. зависимостью

$$\dot{\varepsilon}_{уст} \sim \exp(-C/T). \qquad (7)$$

Величину C обычно представляют как $\Delta H/k$, где k — постоянная Больцмана, а ΔH — т. н. энергия активации ползучести. ΔH является частью свободной *Гиббса энергии* $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$, ΔS — изменение энтропии ползучести.

С учётом эмпирич. зависимостей $\dot{\varepsilon}_{уст}$ от σ для относительно низких T и высоких σ

$$\dot{\varepsilon}_{уст} = A_1 \exp\left(-\frac{\Delta H - \alpha\sigma}{kT}\right) \qquad (8)$$

(α — активац. объём), а при $T > 0{,}5\ T_{пл}$

$$\dot{\varepsilon}_{уст} = A_2 \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right)\sigma^n. \qquad (9)$$

Характер зависимости $\dot{\varepsilon}_{уст}$ от T указывает на то, что П. м. является термически активируемым процессом, конкретный механизм к-рого зависит от свойств материала, темп-ры и напряжений. При низких T, когда диффузия подавлена, одним из таких процессов в кристаллич. материалах (прежде всего, в металлических и керамических) может быть преодоление сопротивления движению дислокаций со стороны периодич. потенц. поля кристаллич. решётки (т. н. внутр. напряжений $\sigma_{вн}$ Пайерлса — Набарро). Перемещение дислокаций в этом случае из одного положения в другое осуществляется не одновременно по всей её длине, а путём образования перегибов и их движения вдоль дислокации. При термич. активации перемещение дислокаций происходит при σ, меньших чем $\sigma_{вн}$. П. м. с таким механизмом наблюдают при $T < 0{,}2\ T_{пл}$. Величина ΔH для металлов составляет 20—75 кДж/моль, т. е. $\dot{\varepsilon}$ изменяется с темп-рой незначительно.

При T от 0,2 до 0,5 $T_{пл}$ $\dot{\varepsilon}_{уст}$ определяется тем, что скольжение дислокаций тормозится др. дислокациями, к-рые пронизывают плоскости скольжения. Пересече-

ние дислокаций также термически активируемый процесс, связанный с образованием стяжек на расщеплённых дислокациях (степень расщепления зависит от энергии дефектов упаковки и величины σ, действующих на дислокациях). В этой же области темп-р препятствия скольжению дислокаций могут преодолеваться путём поперечного скольжения. Переход расщеплённых дислокаций с одной плоскости на другую в результате поперечного скольжения также требует термич. активации процесса стяжки дефекта упаковки расщеплённых дислокаций. В изложенных случаях зависимость $\dot{\varepsilon}_{уст}$ от σ и T описывается выражением (8), в к-ром активац. объём и предэкспоненц. множитель зависят от конкретного атомного механизма возврата. При $T > 0{,}5\,T_{пл}$ скорость П. м. зависит от диффузионных процессов возврата. Если последний осуществляется путём переползания дислокаций от мест, где они застопорены (поля напряжений др. дислокаций и их образований, границы зёрен и пр.), то $\dot{\varepsilon}_{уст}$ описывается выражением

$$\dot{\varepsilon}_{уст} \approx 100 \left[\frac{\nu b^3}{k^3 T^3 E^3 M}\right]^{1/2} \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) \sigma^{4,5} \exp\frac{\Delta H}{kT}. \quad (10)$$

Здесь ν — частота колебаний атомов, b — вектор Бюргерса дислокаций, M — число источников дислокаций, ΔH — энергия активации ползучести для металлов, к-рая совпадает с энергией активации самодиффузии.

Известны также дислокац. модели, в к-рых процессом, ограничивающим скорость ползучести, является диффузия точечных дефектов от порогов на винтовых дислокациях. Они приводят к зависимости $\dot{\varepsilon}_{уст}$ от T и σ в виде (8).

При предплавильных темп-рах и напряжениях $\sigma/E < 10^{-3}$ наблюдают т. н. диффузионную П. м. $\varepsilon_{диф}$, к-рая описывается выражением вида (9) при $n = 1$. Такая П. м. осуществляется без участия дислокаций и связана с направленным диффузионным переносом атомов в поле градиента приложенных напряжений, что приводит к изменению формы материала. В частности, при одноосном напряжении поликристаллич. материала возникает градиент концентрации вакансий между продольными и поперечными границами зёрен. Потоку вакансий отвечает равный по величине и обратный по направлению поток атомов (рис. 2). Эти потоки

Рис. 2. Схематическое изображение потока атомов к поперечным границам (сплошные стрелки) и встречного потока вакансий к продольным границам (пунктирные стрелки) в зерне, к которому приложены напряжения.

приводят к удлинению зерна в продольном направлении и сокращению в поперечном. Изменение формы зёрен сопровождается самосогласованным диффузионновязким течением по границам зёрен, что обеспечивает сохранение сплошности материала.

Диффузионная П. м. (т. н. Херринга — Набарро — Лифшица ползучесть) имеет пост. скорость и вызывает малую деформацию. Переползание неск. дислокаций в объёме зерна приводит к более высокой скорости течения, чем чисто диффузионный механизм П. м. Скорость диффузионной П. м. зависит от темп-ры и напряжений

$$\dot{\varepsilon}_{диф} = \frac{32 b^3 D\sigma}{\pi d^2 kT} = \frac{32 b^3 \sigma}{\pi d^2 kT} \exp\frac{Q_{сд}}{kT}. \quad (11)$$

Здесь b — межатомное расстояние, d — линейный размер элементов структуры (в частности, зёрен), D и $Q_{сд}$ — коэф. и энергия активации объёмной самодиффузии. Если процесс диффузии осуществляется гл. обр. по границам зёрен и зёрна мелкие, а темп-ры ниже предплавильных, но более $0{,}5\,T$, то диффузионная П. м., наз. ползучестью Кобла, определяется диффузией по границам зёрен:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{150 V\sigma}{d^3 kT} \omega D_{гр}, \quad (12)$$

где V — атомный объём, ω — эфф. ширина границы, по к-рой идёт диффузия. Диффузионная П. м.— осн. механизм, к-рым осуществляется спекание дисперсных порошков. Этот вид П. м. является аккомодац. механизмом снижения локальных концентраций напряжений, возникающих при ползучести.

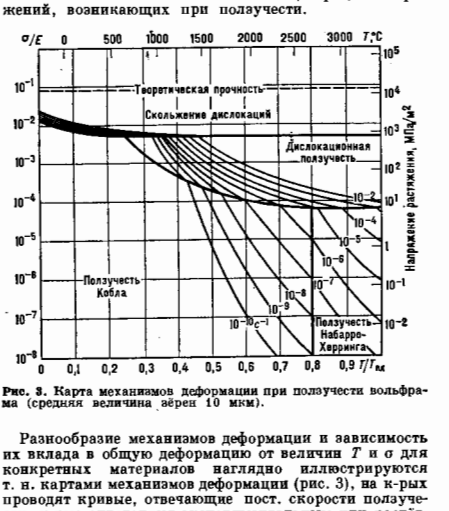


Рис. 3. Карта механизмов деформации при ползучести вольфрама (средняя величина зёрен 10 мкм).

Разнообразие механизмов деформации и зависимость их вклада в общую деформацию от величин T и σ для конкретных материалов наглядно иллюстрируются т. н. картами механизмов деформации (рис. 3), на к-рых проводят кривые, отвечающие пост. скорости ползучести, к-рые определяют экспериментальным или расчётным путями.

Ускоренная ползучесть и разрушение. П. м. на стадии III часто может занимать половину и более общего времени ползучести от нагружения и до разрушения. На ней накапливается значительная (иногда и бо́льшая) часть деформации. На стадии III, когда идёт ускоренный процесс П. м., кинетика деформации не описывается единой зависимостью. На нач. этапах, когда скорость $\dot{\varepsilon}_{пп}$ превышает на 10—20 % $\dot{\varepsilon}_{уст}$, деформация

$$\varepsilon'_{пп} = \dot{\varepsilon}_{уст} t + Kt^{k/s}; \quad (13)$$

при бо́льших скоростях $\dot{\varepsilon}_{уст}$ величина деформации становится равной:

$$\varepsilon''_{пп} = \varepsilon'_{пп} + N \exp Mt. \quad (14)$$

Здесь K, N и M — постоянные, к-рые зависят от материала и увеличиваются при повышении T и σ.

Ускоренную стадию наблюдают и в случае сжатия, когда сечение испытываемого объекта не уменьшается, а увеличивается. Установлено, что коэф. деформац. упрочнения χ на стадии III не изменяется, а остаётся таким же, как на стадии II. Однако резко изменяется скорость возврата — r. Для Fe $r_m = P\exp(pt)$, где P и p — постоянные, зависящие от материала и режима испытаний. Имеется прямопропорц. связь между изменением скорости возврата и скорости ползучести на стадии III.

Если прервать проведение испытаний П. м. на первом этапе стадии III и провести отжиг, то свойства материала восстанавливаются. При переходе ко второму этапу стадия III П. м., кинетика к-рого описывается выражением (14), происходит необратимая повреждённость материала. Экспериментально для мн. материалов установлено постоянство произведения $\varepsilon_{уст} \cdot t_p = \text{const}$ (t_p — время до разрушения).

Микроструктурные исследования разл. материалов в процессе П. м. выявили многообразные проявления дислокац. скольжения (прямолинейные, волнистые, поперечные следы скольжения, складки у стыков зёрен, полосы сброса). Установлено, что вблизи границ зёрен действует бо́льшее число систем скольжения, чем в их объёме. Вдоль границ зёрен возникают ступеньки, наблюдается миграция границ, в объёме зёрен образуются малоугловые субграницы, приводящие к фрагментации (полигонизации) исходных зёрен, увеличивается разориентировка между образовавшимися субзёрнами. Анализ наблюдаемых изменений микроструктуры показывает, что ползучесть кристаллич. материалов является гл. обр. результатом дислокац. деформации. Термич. возврат также связан с перераспределением и аннигиляцией дефектов кристаллич. строения — линейных и точечных.

Стадия III П. м. оканчивается разрывом материала. Разрыв является лишь завершением процесса разрушения, к-рый протекает на всём или почти всём протяжении высокотемпературной П. м. Уже на стадии I обнаруживается образование несплошности материала, сопровождаемое уменьшением его плотности. На стадии II на границах зёрен выявляются поры и трещины, слияние к-рых друг с другом приводит к окончат. разрушению материала. Зародыши трещин и пор могут быть в материале до начала процесса ползучести либо образоваться в результате деформации. Рост пор осуществляется путём диффузии вакансий к ним, взаимного слияния пор и при несогласованности проскальзывания зёрен. Пути повышения сопротивления материалов такие же, как для повышения прочности при комнатных темп-рах. Это — упрочнение растворимыми добавками и создание структуры, содержащей дисперсные частицы вторых фаз. Трудностью при создании материалов с высоким сопротивлением П. м. является не получение необходимой структуры и фазового состава материала, а их сохранение при высоких темп-рах длит. время.

Лит.: Физическое металловедение, 3 изд., т. 3, М., 1987, гл. 23; Розенберг В. М., Основы жаропрочности металлических материалов, М., 1973; Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е., Кинетическая природа прочности твердых тел, М., 1974; Зубарев П. В., Жаропрочность фаз внедрения, М., 1985; Чадек Й., Ползучесть металлических материалов, пер. с чеш., М., 1987.

В. М. Розенберг.

ПОЛИГОНИЗА́ЦИЯ (от греч. polýgōnos — многоугольный) — перераспределение *дислокаций*, первоначально расположенных в плоскостях скольжения незакономерно, с образованием более или менее правильных стенок (субграниц), разбивающих кристалл на фрагменты — субзёрна. При П. происходит выигрыш энергии из-за упорядочения в расположении дислокаций. Наиб. устойчива и энергетически выгодна конфигурация краевых дислокаций одного знака при их расположении друг над другом в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения (т. н. вертикальная стенка, или граница наклона). Наиб. стабильному расположению винтовых дислокаций соответствует сетка пересекающихся дислокаций (граница кручения). Для образования таких конфигураций дислокаций необходимо не только их скольжение, но и переползание, т. е. диффузия. Поэтому П. протекает (после небольшой пластич. деформации) лишь при достаточно высокой темп-ре. Но скорость переползания зависит не только от скорости притока точечных дефектов к дислокациям, но и от характера их взаимодействия (в частности, от числа порогов и ширины расщепления дислокаций). В связи с этим сложный процесс П. не описывается одной энергией активации.

Процесс П. наглядно демонстрируется при отжиге слегка (чтобы не вызвать рекристаллизации) изогнутого монокристалла (рис. 1). Дислокации разного знака,

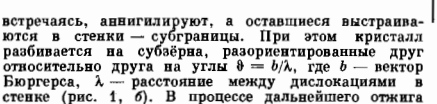


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая распределение дислокаций в кристалле после изгиба и отжига: *а* — изгиб при низкой температуре; *б*, *в* — образование системы субграниц после нагрева.

встречаясь, аннигилируют, а оставшиеся выстраиваются в стенки — субграницы. При этом кристалл разбивается на субзёрна, разориентированные друг относительно друга на углы $\vartheta = b/\lambda$, где b — вектор Бюргерса, λ — расстояние между дислокациями в стенке (рис. 1, *б*). В процессе дальнейшего отжига происходит (разными путями, в т. ч. скольжением целых групп дислокаций) слияние близкорасположенных субграниц (рис. 1, *в*). Кол-во субзёрен при этом уменьшается, а разориентировка между ними растёт.

П. кристалла может быть обнаружена рентгеновским или металлографич. методом. При П. первоначально вытянутое лаузвское пятно (астеризм) разбивается на ряд отдельных, более мелких и чётких пятен. Металлографически П. обнаруживается по расположению ямок травления (выходов дислокаций на поверхность кристалла) вдоль субграниц, к-рые при большой плотности дислокаций могут выглядеть как сплошные линии (рис. 2).

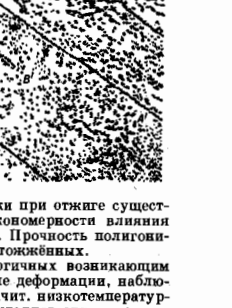


Рис. 2. Субструктура, возникшая в результате отжига изогнутого монокристалла кремнистого железа (3,4%Si); *AA'* — субграница с большой плотностью дислокаций; *BB'* — субграница с малой плотностью дислокаций. Увеличение 500.

Приложение незначит. нагрузки при отжиге существенно ускоряет процесс П. Закономерности влияния примесей на скорость П. неясны. Прочность полигонизов. кристаллов выше, чем отожжённых.

Образование субграниц, аналогичных возникающим при П. в результате отжига после деформации, наблюдается также после весьма незначит. низкотемпературной пластич. деформации монокристаллов, ориентированных так, что возможно скольжение только по одной системе параллельных плоскостей. В этом случае образование стенок из дислокаций связано с низким уров-

нем приложенных напряжений, недостаточных для прохождения дислокаций над (или под) застрявшими дислокациями, лежащими в близких и параллельных плоскостях скольжения. В отличие от П. при отжиге, такая П. наз. механической.

Лит.: Новиков И. И., Дефекты кристаллического строения металлов, 3 изд., М., 1983. *В. М. Розенберг.*

ПОЛИКРИСТАЛЛ — агрегат мелких монокристаллов разл. ориентации, наз. кристаллитами, блоками или кристаллич. зёрнами. Свойства П. обусловлены как самими монокристаллич. зёрнами, их ср. размером (от $1-2\cdot10^{-3}$ м до неск. мм), ориентацией, так и *межзёренными границами*. Если зёрна малы и ориентированы хаотически, то в П. не проявляется анизотропия свойств, характерная для монокристаллов. Если есть преимуществ. ориентация зёрен, то П. является текстурированным и обладает анизотропией (см. *Текстура*).

Обычно в П. имеется большое кол-во *дислокаций* и точечных дефектов (*вакансий*, примесных и *межузельных атомов*). Диффузия дефектов вдоль межзёренных границ отличается от диффузии через кристаллич. зёрна. Межзёренные границы могут служить «источниками» и «стоками» вакансий, «ловушками» для примесей, местами закрепления дислокаций. Граница раздела 2 зёрен, разориентированных на малый угол, представляет собой «стенку» из параллельных дислокаций.

Межзёренные границы влияют на механич. свойства П. (см., напр., *Пластичность кристаллов*), а также на процессы переноса, т. к. на этих границах происходит рассеяние электронов проводимости, фононов. Это особенно существенно при низких темп-рах, когда длины свободного пробега квазичастиц велики.

Наличие межзёренных границ приводит к тому, что энергия П. выше, чем в монокристалле из тех же частиц, т. е. П. представляет собой метастабильное состояние твёрдого тела. Однако при затвердевании вещества, если не принимать спец. мер по соблюдению однородности, то, как правило, образуется именно П., а не монокристалл (см. *Кристаллизация*). Поэтому большинство твёрдых тел (минералы, металлы, сплавы, керамики и др.) находятся в поликристаллич. состоянии. П. образуются также при спекании кристаллич. порошков. При длит. обжиге металлич. П. происходит преимуществ. рост отд. зёрен за счёт других (рекристаллизация), приводящий к образованию крупнозернистых П. или монокристаллов.

П. можно использовать для определения кристаллич. структуры соответствующих монокристаллов: при облучении П. монохроматич. пучком проникающих частиц (рентгеновских квантов, нейтронов) наличие разориентированных монокристаллич. блоков фактически эквивалентно сканированию по углу и позволяет восстановить *обратную решётку* монокристалла (см. *Дебая—Шеррера метод*, *Рентгенография материалов*, *Нейтронография структурная*).

Лит. см. при ст. *Кристаллы.* *Л. Э. Мейерович.*

ПОЛИКРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА (мультикритическая точка) — особая точка на *диаграмме состояния* физ. системы, допускающей существование нескольких упорядоченных фаз. Разл. виды упорядочения в этих фазах (конфигурационное, ориентационное, магнитное, сверхпроводящее и др.; см. *Дальний и ближний порядок*) характеризуются многокомпонентным *параметром порядка* $\{\varphi_i\}$ $(i = 1, \ldots, n)$. Классификация П. т. зависит от числа термодинамич. *параметров состояния*, необходимых для описания системы на макроскоич. уровне (см. *Равновесие термодинамическое*). П. т. возникают и на диаграмме состояния в пространстве параметров *гамильтониана*, характеризующих систему на микроскопич. уровне (см., напр., *Ренормализационная группа*).

Термодинамич. параметры состояния можно разделить на внутренние $T, \{x_i\}$ (T — темп-ра, x_i — давление P, поляризация $\mathcal{P}$ намагниченность M, хим. потенциал μ и т. п.) и сопряжённые им внешние $\{X_i\}$ (X_i — объём V, электрич. поле E, маги. поле H, концентрация c). Условия термодинамич. устойчивости $dF = 0$, $d^2F > 0$ (минимум термодинамич. потенциала F) выделяют на диаграмме состояния области существования тех или иных упорядоченных фаз. Физ. системы условно могут быть разделены на два типа: если в системах 1-го типа отличные от 0 равновесные значения компонент параметра порядка φ_i зависят непосредственно от величин T, $\{X_i\}$, то в системах 2-го типа — ещё и косвенно благодаря взаимодействию (связи) φ_i с другими («скрытыми») неупорядоченными степенями свободы той же системы. К системам 1-го типа относятся, напр., магнетики, в к-рых магн. упорядочение определяется взаимодействием только в спиновой подсистеме. Для систем 2-го типа существен учёт взаимодействия с решёточной подсистемой (*магнитострикция*), подсистемой электронов проводимости или примесей (см. *Косвенное обменное взаимодействие*). Системы 2-го типа характеризуются, как правило, конкурирующими взаимодействиями и допускают неск. видов упорядочения (см., напр., *Магнитный фазовый переход*, *Магнитные сверхпроводники*, *Ориентационные фазовые переходы*, *Сегнетоэлектрики*, *Жидкие кристаллы*, *Спиновой плотности волны*, *Спиновое стекло*, *Магнитные полупроводники*).

При изменении величин T, $\{X_i\}$ (или $\{x_i\}$) между упорядоченными фазами могут происходить фазовые переходы (ФП) — спонтанные (по T), индуцированные (по P, E или H) или концентрационные (по c). Равновесие фаз при ФП характеризуется равенством термодинамич. потенциалов; при этом их первые (для ФП 1-го рода) и вторые (для ФП 2-го рода) производные могут иметь разрывы или др. особенности. В простейшем случае спонтанный ФП 2-го рода происходит в изолиров. точке T_c (см. *Кюрц точка*, *Нееля точка*, *Сверхтекучесть*, *Сверхпроводимость*). Если действие обобщённых полей $\{X_i\}$ не устраняет особенности термодинамич. потенциала и его производных, то на диаграмме состояний возникает линия (поверхность) ФП — фазовая граница $T_c(\{X_i\})$.

Классификация. Возможны два вида П. т.: 1) ФП вдоль фазовой границы сохраняет изоморфность (род ФП не меняется), что обычно характерно для систем 1-го типа. П. т. определяется пересечением двух или более фазовых границ; 2) изоморфность ФП вдоль фазовой границы нарушается. П. т. представляет собой особую точку на линии ФП, в к-рой это происходит. Такая ситуация реализуется в осн. в системах 2-го типа. Примером изоморфных линий ФП в случае равновесия двух фаз — упорядоченной (дальний порядок) и неупорядоченной (ближний порядок) — является линия ФП 2-го рода в одноосном *ферромагнетике* (рис. 1), а для ФП 1-го рода фазовая граница жидкость — тв. тело (рис. 2). Фазовая граница жидкость — газ обладает особенностью: она заканчивается *критической точкой*, аналогичной точке ФП 2-го рода. В критической точке нарушается изоморфность ФП, поэтому

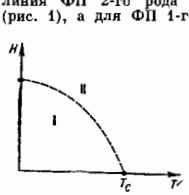


Рис. 1. Фазовая диаграмма одноосного ферромагнетика в магнитном поле H, перпендикулярном оси анизотропии, T_c — точка Кюри.

Рис. 2. Фазовая диаграмма системы газ (II) — жидкость (I) — твёрдое тело (III).

она — простейший случай П. т. 2-го вида. Полная диаграмма состояния обнаруживает др. особенность: *тройную точку*. Это П. т. 1-го вида, в к-рой пересекаются три фазовые границы и находятся в равновесии 3 фазы. В более общем случае *полиморфизма* возможны другие П. т., определяемые пересечением линий ФП между разл. кристаллич. модификациями.

Обозначения и определения некоторых поликритических точек (рис. 2 и 3)

Обозначение	Название и пример	Определение
КТ	Критическая точка. Рис. 2	Точка нарушения изоморфности ФП 1-го рода, эквивалентная ФП 2-го рода.
ТТ	Тройная точка. Рис. 2	Точка пересечения трёх линий ФП 1-го рода.
БКТ	Бикритическая точка. Рис. 3,*а*,*б*	Точка пересечения двух линий ФП 2-го рода и одной линии ФП 1-го рода.
ТКТ	Трикритическая точка. Рис. 3,*в*,*г*	Точка пересечения трёх линий ФП 2-го рода и одной линии ТТ (точка перехода линии ФП 1-го рода в линию ФП 2-го рода).
ЧКТ	Четырёхкритическая точка. Рис. 3,*д*	Точка пересечения четырёх линий ФП 2-го рода.
ТЛ	Точка Лифшица. Рис. 3,*а*	БКТ, для к-рой одна из упорядоченных фав является несоразмерной.
ТО	Точка окончания. Рис. 3,*е*	Точка, в к-рой линия ФП 2-го рода пересекает линию ФП 1-го рода.

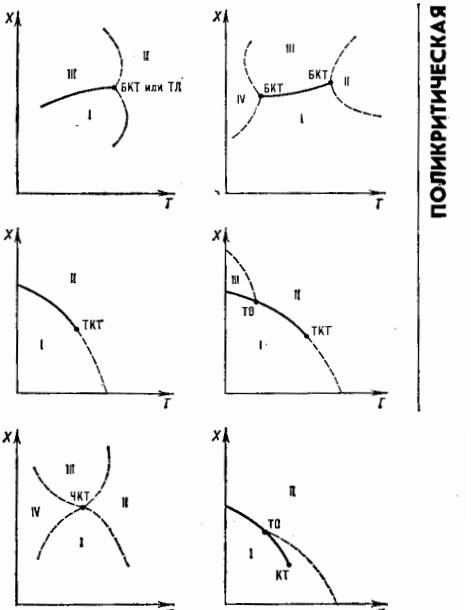


Рис. 3. Фазовые диаграммы (X—T) с поликритическими точками. Сплошная линия изображает линию фазового перехода 1-го рода, штриховая — 2-го рода. Римскими цифрами (I, II, III, IV) обозначены различные фазы, одна из которых (обычно II) полностью неупорядоченная; X — внешний термодинамический параметр.

При расширении фазового пространства (напр., при добавлении термодинамич. параметра X') фазовая диаграмма может существенно модифицироваться. Фазовая диаграмма с ТКТ принимает вид симметричной фазовой поверхности («крылья бабочки», рис. 4, *а*); в ТКТ сходятся три линии ФП 2-го рода (это объясняет её назв.). В более общем случае фазовая диаграмма принимает вид, изображённый на рис. 4 (*б*), где возникают линии ТКТ, КТ, ТО. По-иному выглядят П. т. и при построении фазовой диаграммы в пространстве термодинамич. переменных $\{x_i\}$, T вместо $\{X_i\}$, T. Фазовая диаграмма с ТКТ принимает вид, изображённый на рис. 5, где область III соответствует смешанному (двухфазному) состоянию.

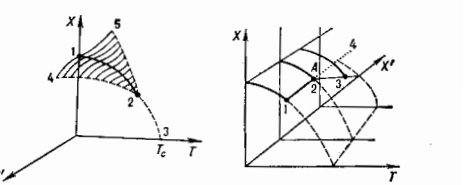


Рис. 4. Поликритические точки на трёхмерных фазовых диаграммах: *а* — 1—4—2—5 — поверхность фазового перехода 1-го рода, 1—2 — линия тройных точек, *б* — 1—2 — линия трикритических точек, 2—3 — линия критических точек, 2—4 — линия точек окончания, *А* — критическая точка 4-го порядка.

В общем случае в П. т. сходится более трёх линий ФП, вдоль каждой из к-рых сосуществуют (находятся в термодинамич. равновесии) две фазы. В самой П. т. могут сосуществовать $r \geqslant 3$ фаз, что вполне согласуется с *Гиббса правилом фаз*. Согласно этому правилу, число термодинамич. степеней свободы f системы (число независимых переменных, к-рые можно изменять, не нарушая термодинамич. равновесия) должно быть неотрицательным, $f \geqslant 0$. В общем случае $f = n + 2 + k$, где n — число компонент системы, число 2 отражает кол-во термодинамич. параметров состояния, одинаковых для всех фаз (напр., темп-ра T и давление P), k соответствует наличию др. независимых обобщённых внеш. или внутр. параметров. Т. о., в общем случае $r \leqslant n + 2 + k$ (напр., для ТТ $n = 1$, $k = 0$, $r \leqslant 3$, а для ТКТ $k = 1$ и $r \leqslant 4$).

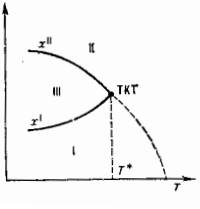


Рис. 5. Фазовая диаграмма (x — T) с трикритической точкой, x — внутренний термодинамический параметр. При $T < T^*$ фазовый переход происходит со скачком параметра $\Delta x = x^{II} - x^{I}$ (фазовый переход 1-го рода), при $T > T^*$ непрерывно (фазовый переход 2-го рода).

Примеры. Экспериментально изучено достаточно много физ. систем, обнаруживающих П. т. Наиб. известным примером системы с ТКТ является смесь изотопов ^{3}He — ^{4}He, для к-рой обобщённой силой X является разность хим. потенциалов этих изотопов, а внутр. параметром x — концентрация изотопа ^{3}He (фазы I и II — соотв. сверхтекучая и нормальная). Др. примерами может быть сегнетоэлектрич. упорядочение в KH_2PO_4 (X — внутр. электрич. поле, x — поляризация), структурное упорядочение в соединениях Nb_3Sn, V_3Si (X — одноосное давление, x — компоненты тензора деформации).

В одноосных антиферромагнетиках X — внешн. магн. поле вдоль оси лёгкого намагничивания, x — проекция намагниченности на эту ось. При достаточно сильной анизотропии ($FeCl_2$, $DyPO_4$) имеет место фазовая диаграмма с ТКТ (рис. 3, *в*). Фаза I — антиферромагнитная, II — «псевдоферромагнитная» (см. *Метамагнетик*, рис. 1). При слабой анизотропии (MnF_2, $CuCl_2\cdot 2H_2O$) реализуется БКТ(рис. 3, *а*), фазы: I — антиферромагнитная, II — парамагнитная, III — спин-флоп (см. *Антиферромагнетизм*, рис. 4). В промежуточном случае возможна фазовая диаграмма, изображённая на рис. 3 (*г*): с ростом анизотропии точка ТО движется в сторону более низких темп-р до тех пор, пока фаза спин-флоп не исчезнет; с уменьшением анизотропии точка ТО движется в сторону более высоких темп-р до слияния с ТКТ, в результате чего возникает БКТ. При наличии дополнительно анизотропии более высокого порядка (K_2MnF_4, $CoBr_2\cdot 2H_2O$) линия ФП 1-го рода на рис. 3 (*а*) расщепляется на две линии ФП 2-го рода, и БКТ переходит в ЧКТ (рис. 3, *д*); аналогичное явление имеет место и при наложении на слабоанизотропный антиферромагнетик наклонного поля, образующего ненулевой угол с осью анизотропии. ТЛ наблюдается при ФП в состоянии волны спиновой плотности в чистом Cr, а также при переходах в магн. модулированные структуры редкоземельных металлов и их соединений (см. *Несоразмерная магнитная структура*).

Феноменологическое описание П. т. возможно в рамках *Ландау теории* фазовых переходов. В простейшем случае физ. система описывается однокомпонентным вещественным (скалярным) параметром порядка φ; как правило, система обладает симметрией относительно аамены $\varphi \to -\varphi$. Тогда уд. термодинамич. потенциал $F(\varphi, \{X_i\}, T)$ вблизи точек ФП имеет вид разложения по чётным степеням φ:

$$F\varphi = F_0 + a_2\varphi^2/2 + a_4\varphi^4/4 + a_6\varphi^6/12 + \ldots - h\varphi, \qquad (1)$$

где $F_0(T, \{X_i\})$ — несингулярная часть термодинамич. потенциала, коэф. $a_{2n} = a_{2n}(T, \{X_i\})$ зависят от темп-ры и параметров $\{X_i\}$, h — внеш. поле, термодинамически сопряжённое φ.

Обычная КТ соответствует учёту в (1) членов 2-го и 4-го порядков (м о д е л ь φ^4) и определяется условиями $h = 0$, $a_2 = 0$, $a_4 > 0$. Выше КТ реализуется высокосимметричная фаза с $\varphi = 0$, ниже — единственная низкосимметричная фаза с ненулевым равновесным значением параметра порядка φ_0, определяемым из условия $\partial F/\partial\varphi = 0$ и равным $\varphi_0^2 = -a_2/a_4$ (условия устойчивости этой фазы $\partial^2 F/\partial\varphi^2 \geqslant 0$, т. е. $a_2 \leqslant 0$, $a_4 > 0$). Учёт члена 6-го порядка с $a_6 > 0$ (м о д е л ь φ^6) приводит к появлению двух различных низкосимметричных фаз с равновесными значениями параметра порядка:

$$\left[\varphi_0^{(1,2)}\right]^2 = -\frac{a_4}{a_6}\left[1 \pm \left(1 - \frac{2a_2a_6}{a_4^2}\right)^{1/2}\right]. \qquad (2)$$

Условия устойчивости для этих фаз: $a_2 \leqslant 0$, $a_4 > 0$ (для фазы $\varphi_0^{(1)}$) и $a_2 < a_4^2/2a_6$, $a_4 < 0$ (для фазы $\varphi_0^{(2)}$). Область устойчивости высокосимметричной фазы ($\varphi = 0$), как и в модели φ^4, определяется условием $a_2 > 0$. ФП из высокосимметричной фазы в низкосимметричную $\varphi_0^{(1)}$ (как и для обычной КТ) происходит при $a_2 = 0$ и является ФП 2-го рода. ФП в др. фазу $\varphi_0^{(2)}$ происходит при условии $a_2 = 3a_4^2/8a_6$ и является ФП 1-го рода. Пересечение линий этих ФП определяет ТКТ, к-рая, т. о., описывается условиями $a_2 = a_4 = 0$, $a_6 > 0$ и является единственной на фазовой плоскости (X, T). В м о д е л и φ^8 при $a_2 = a_4 = a_6 = 0$, $a_8 > 0$ можно получить П. т., в к-рой сходятся линии ТКТ, КТ и ТО (рис. 4, *б*). Вообще, оставляя в разложении (1) члены до φ^{2p} включительно, можно получить П. т., называемую КТ порядка θ, если положить $a_2 = a_4 = \ldots = a_{2(\theta-1)} = 0$, $a_{2\theta} > 0$; тогда обычная КТ является КТ 2-го порядка, а ТКТ — КТ 3-го порядка. В такой П. т. сходятся линии КТ порядка $\theta - 1$ (соответствующие условию $a_{2(\theta-1)} > 0$) и линия ФП 1-го рода с условием $a_{2(\theta-2)} < 0$. Наличие внеш. поля h делает возможным ТКТ и в модели φ^4; при этом линия $h = 0$, $a_2 > 0$ — линия ФП 2-го рода, а линия $h = 0$, $a_2 < 0$ — линия ФП 1-го рода (независимо от знака a_4); пересечение этих линий в точке $h = 0$, $a_2 = 0$ определяет ТКТ.

При двух скалярных компонентах φ_1 и φ_2 разложение (1) содержит дополнит. смешанный член вида $\lambda\varphi_1^s\varphi_2^s$, поэтому при больших λ возникает БКТ, а при малых — ЧКТ. При одном векторном φ_1 и одном скалярном φ_2 параметрах порядка простейший смешанный член имеет вид $\lambda\varphi_1^s\varphi_2$, что приводит к эфф. перенормировке внеш. поля h и появлению ТКТ. Аналогично возможна перенормировка и др. слагаемых выражения (1) — напр., смена анака a_4, приводящая к ТКТ в модели φ^6 за счёт исключения «скрытых» степеней свободы с помощью условия термодинамич. равновесия.

Описание ТЛ на основе разложения (1) требует учёта производных φ по координатам (градиентов) [напр., в виде $\sigma_1(\varphi^1)^2 + \sigma_2(\varphi^{11})^2$, $\sigma_2 > 0$]. Такой случай имеет место при описании *волн зарядовой плотности*, *магнитной атомной структуры* типа спиновой волны и др. ФП 2-го рода из высокосимметричной фазы $\varphi_0 = 0$ в однородную низкосимметричную фазу $\varphi_0 = \text{const} \neq 0$ происходит при $a_2 = 0$, $\sigma_1 > 0$, а в неоднородную (несоразмерную) низкосимметричную фазу $\varphi_0(r) \sim \exp(ik_0 r)$, здесь $i = \sqrt{-1}$, r — пространственная координата, волновой вектор $|k_0| = (-\sigma_1/2\sigma_2)^{1/2}$ при $a_2 = 0$, $\sigma_2 < 0$. Переход между двумя низкосимметричными фазами является ФП 1-го рода, определяется условиями $a_2 = 0$, $\sigma_1 = 0$. В случае двухкомпонентного параметра порядка (φ_1, φ_2) при учёте градиентных членов чётных степеней $\sigma_1(\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2)$ становится возможным описание произвольных геликоидальных, или модулированных магн. структур. Учёт линейных градиентных членов (и н в а р и а н т о в Л и ф ш и ц а) $\sigma_1(\varphi_1\varphi_2' - \varphi_1'\varphi_2)$ приводит к солитонной картине каскадного перехода в модулиров. фазу (т. н. чёртова лестница).

Критические показатели. Микроскопич. модели (напр., *Двумерные решёточные модели*) применяются для более точного, чем в теории Ландау, количественного описания П. т. При этом используются *критические показатели* (индексы), приближённо вычисляемые с помощью *эпсилон-разложения* в рамках метода ренормализац. группы. Наличие П. т. означает возникновение неустойчивости фиксиров. точки семейства фазовых траекторий гамильтониана, что приводит к изменению характера ФП и описывающих его критич. показателей, а также верх. критич. размерности d_c, определяющей применимость теории Ландау. (Уже в рамках теории Ландау критич. показатель β, описывающий температурную зависимость параметра порядка вблизи П. т., меняет значение от $\beta = 1/2$ для КТ до $\beta = 1/4$ для ТКТ.) Изменение d_c (для КТ $d_c = 4$, для ТКТ $d_c = 3$) указывает на малую роль *флуктуаций* вблизи ТКТ в реальных физ. системах; для КТ порядка

θ значение $d_c = 2θ/(θ - 1)$. Для описания поведения термодинамич. величин вблизи обычной КТ (КТ 2-го порядка) достаточно 2 индексов (напр., α и γ — критич. показатели теплоёмкости и восприимчивости), тогда как для КТ порядка θ необходимо θ индексов. Остальные θ — 2 независимых критич. индекса (ψ_i, где $i = 1, 2, ..., θ - 2$), появляющиеся у КТ высших порядков, наз. кроссоверными.

В рамках гипотезы скейлинга (см. *Масштабная инвариантность*) термодинамич. потенциал вблизи П. т. описывается зависимостью

$$F(T, \{X_i\}) \simeq |\tau|^{2-\alpha} f\left(\frac{h}{|\tau|^{\Delta}}, \left\{\frac{g_i}{|\tau|^{\psi_i}}\right\}\right),$$

где $\tau = 1 - T/T_θ$, $T_θ$ — темп-ра КТ порядка θ, щелевой показатель $\Delta = \beta + \gamma$, g_i — выражается через величины $\{X_i\}$. Величина $\tilde{g}_i = g_i / |\tau|^{\psi_i}$, как правило, наз. «скейлинговым полем», его роль пренебрежимо мала ($\tilde{g}_i \ll 1$), когда $\psi_i < 0$ или при $\psi_i > 0$ вдали от П. т. Влияние «скейлинговых полей» существенно в переходной области вблизи темп-ры кроссовера T_k, определяемой условием $|1 - T_k/T_θ| \approx g_i^{1/\psi_i}$, т. е. $\tilde{g}_i \approx 1$. При дальнейшем приближении темп-ры к $T_θ$ ($\tilde{g}_i \gg 1$) происходит кроссовер, т. е. полное изменение критич. поведения термодинамич. величин.

Лит.: Pfeuty P., Toulouse G., Introduction to the renormalization group and to the critical phenomena, L., 1977; Анисимов М. А., Городецкий Е. Е., Запрудский В. М., Фазовые переходы с взаимодействующими параметрами порядка, «УФН», 1981, т. 133, с. 103; Aharony A., Multicritical points, в кн.: Critical phenomena, ed. by F. J. W. Mahne, B., 1983; Ивюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984.

Ю. Г. Рудой.

ПОЛИМЕРЫ (от греч. polymerés — состоящий из многих частей) — вещества, состоящие из макромолекул, т. е. молекулярных полимерных цепей. В химии полимеры наз. также высокомолекулярными соединениями. Существуют как природные (см. *Полимеры биологические*), так и искусственные, синтетич. П.

Осн. характеристика полимерной цепи — число мономерных звеньев N — наз. степенью полимеризации; молекулярная масса и контурная длина цепи прямо пропорциональны N. Для типичных синтетич. П. N лежит в диапазоне $10^2 \div 10^4$; наиб. степень полимеризации имеют биополимеры ДНК, для них N достигает величин $\sim 10^9$ и больше. Вследствие цепного строения молекул и большой их длины ($N \gg 1$) П. приобретают специфич. физ. свойства: а) объединение мономерных звеньев в полимерные цепи лишает их свободы независимого трансляц. движения, т. е. ведёт к резкому уменьшению соответствующей трансляц. энтропии; благодаря этому для П. характерны аномально высокие восприимчивости ко мн. воздействиям (напр., механическим); б) последовательность звеньев в каждой полимерной цепи фиксируется при её синтезе, взаимопересечение цепей при движении макромолекул невозможно (топологический запрет; рис. 1), поэтому для П. характерны долговременная

Рис. 1. К понятию топологического запрета в полимерных системах: прямой переход между состояниями (а) и (б) невозможен.

или даже практически неограниченная (линейная и топологическая) память об условиях синтеза и предыстории относит. движения звеньев; в) макромолекулярные цепи создают дальнодействующие корреляции, благодаря этому специфические для П. физ. свойства формируются достаточно большими (по сравнению с атомными) пространственно-временны́ми масштабами, они относительно мало зависят от микроскопич. деталей хим. строения мономерных звеньев и качественно (а часто и количественно) универсальны для П. разл. типа; г) макромолекулярные цепи формируют анизотропные электронные спектры, благодаря этому наряду с обычными диэлектрич. П. существуют также полимерные *органические проводники*, полупроводники, *сверхпроводники* и *ферромагнетики*.

Виды макромолекул. Полимерная цепь — осн. элемент структуры всех макромолекул. Один из примеров макромолекул — одиночная однородная линейная цепь. Наряду с линейными существуют разветвлённые макромолекулы, простейшие из к-рых имеют вид гребёнок (рис. 2, *а*) или звёзд (рис. 2, *б*). В усло-

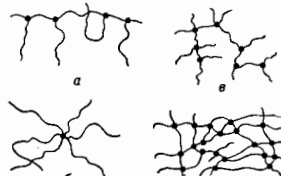


Рис. 2. Типы разветвлённых макромолекул: гребнеобразная (*а*), звездообразная (*б*), случайноразветвлённая (*в*) и сетчатая (*г*).

виях реального синтеза с участием мультифункциональных групп чаще всего возникают случайноразветвлённые макромолекулы (рис. 2, *в*; решёточная модель такого объекта получила в лит-ре назв. «зверушки» — lattice animals). Своего рода предельным случаем разветвлённой макромолекулы является макроскопич. полимерная сетка, или гель (рис. 2, *г*). Одна такая огромная молекула может быть размером во много сантиметров.

В простейших макромолекулярных цепях все звенья одинаковые — такие цепи наз. гомополимерными; к этому классу относится большинство распространённых синтетич. макромолекул. В гетерополимерных (по хим. терминологии — сополимерных) цепях звенья могут быть нескольких разных сортов. К гетерополимерам относятся *полимеры биологические*: молекулы ДНК (4 типа звеньев) и белков (20 типов). Другой важный класс гетерополимеров — блоксополимеры, их молекулы состоят из длинных гомополимерных участков (блоков) разных сортов.

Неразветвлённые макромолекулы могут быть кольцевыми. Т. к. участки цепей не могут пересекать (т. е. проходить сквозь) друг друга, достижимые состояния системы кольцевых макромолекул ограничены одним топологич. классом — тем, к-рый сформировался в момент синтеза. Принято говорить, что кольцевые макромолекулы «помнят» свою топологию — тип узла, образованного каждым кольцом, и типы зацеплений колец друг за друга (рис. 3). Система кольцевых макромолекул, сцепленных топологически, но не соединённых химически, наз. катенаном, а если их макроскопическое кол-во — олимпийским гелем.

Особый класс макромолекул составляют те, у к-рых звенья (все или нек-рые) могут нести электрич. заряды (за счёт диссоциации в жидкой среде). Если все заряды звеньев одного знака (и электронейтральность обеспечивается низкомолекулярными контрионами, находящимися в окружающей среде), то макромолекулу наз. полиэлектролитной. Макромолекулу гетерополимера, включающую звенья с зарядами обоих знаков, наз. полиамфолитной.

Гибкость полимерных цепей. Тепловые флуктуации валентных углов и повороты звеньев макромолекулы вокруг единичных валентных σ-связей (см. *Молекула*) приводят к нерегулярному хаотич. изгибанию полимерной цепи в пространстве. Количеств. характеристики степени гибкости полимерной цепи — т. н. пер-

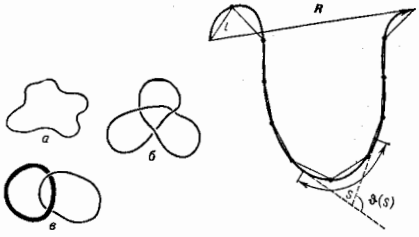


Рис. 3. Топологические типы кольцевых макромолекул: тривиальный узел (*а*), нетривиальный узел (*б*), нетривиальное зацепление (*в*).

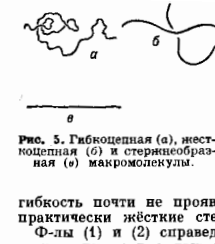


Рис. 4. К определению персистентной длины и эффективного сегмента.

Рис. 5. Гибкоцепная (*а*), жесткоцепная (*б*) и стержнеобразная (*в*) макромолекулы.

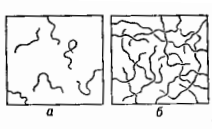


Рис. 6. Сравнительная плотность макромолекул в разбавленном (*а*) и полуразбавленном (*б*) полимерных растворах.

персистентная длина $\tilde{l}$ и эффективный (или куновский) сегмент l. Персистентная длина $\tilde{l}$ определяет угол $\vartheta(s)$ между двумя участками макромолекулы (s — расстояние между ними вдоль цепи):

$$\langle \cos \vartheta(s) \rangle = \exp(-s/\tilde{l}), \qquad (1)$$

т. е. с ростом расстояния s усреднённый косинус угла $\vartheta(s)$ экспоненциально убывает, $\tilde{l}$ — характерная длина этого убывания. На участке полимерной цепи короче $\tilde{l}$ гибкость практически не проявляется, т. е. такой участок является практически жёстким [при $s \ll \tilde{l}$ угол $\vartheta(s) \approx 0$]. На участках длиной $s \gg \tilde{l}$ память о направлении цепи утрачивается, т. е. такие участки по направлениям статистически независимы [$\langle \cos\vartheta(s) \rangle \approx 0$], т. е. $\vartheta(s)$ с равной вероятностью принимает любые значения.

Куновский сегмент l определяется ф-лой

$$\langle R^2 \rangle = Ll, \qquad (2)$$

где L — полная контурная длина полимерной цепи, $\langle R^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение вектора R, соединяющего концы полимерной цепи (рис. 4). Ф-ла (2) показывает, что полимерную цепь можно представить системой свободно сочленённых друг с другом эффективных жёстких сегментов длины l, число таких сегментов в цепи равно L/l.

Осн. механизмы гибкости полимерной цепи — персистентный и поворотно-изомерный; первый осуществляется за счёт упругих деформаций (преим. деформаций валентных углов), второй — за счёт поворотов мономерных звеньев вокруг соединяющих их ковалентных σ-связей. Если механизм гибкости цепи персистентный и упругость её однородно распределена вдоль контура, то $l = 2\tilde{l}$, потому что «память» о направлении простирается от данной точки на расстояние $\tilde{l}$ в двух направлениях цепи (для др. цепей отношение $l/\tilde{l}$ численно также близко к 2).

Поворотно-изомерный механизм гибкости описывается количественно в рамках представления о дискретном наборе поворотно-изомерных состояний каждой связи между звеньями путём сведения к одномерной модели статистической физики (типа *Изинга модели*). Реально существуют как гибкоцепные макромолекулы (рис. 5, *а*), существенно изгибающиеся на длинах порядка неск. мономерных звеньев (для них $l \sim 1 \div 2$ нм), так и жесткоцепные (рис. 5, *б*), у к-рых изгибы становятся заметными лишь на значительно больших масштабах (напр., для двойной спирали ДНК $l \approx 100$ нм). Для жесткоцепных макромолекул реальна и такая ситуация, когда полная контурная длина меньше эфф. сегмента; в таких макромолекулах гибкость почти не проявляется и они выглядят как практически жёсткие стержни (рис. 5, *в*).

Ф-лы (1) и (2) справедливы только для идеальных макромолекул, т. е. таких, в к-рых мономерные звенья взаимодействуют только друг с другом вдоль полимерной цепи и отсутствуют т. н. объёмные взаимодействия, т. е. взаимодействия (возможно, опосредованные окружающим макромолекулу веществом) между далёкими по цепи звеньями, сближающимися при изгибах макромолекулы.

Конформация одиночной полимерной цепи. Конформация идеальной макромолекулы (см. *Конформации молекулы*) на масштабе длин, больших l, аналогична траектории случайного броуновского блуждания частицы (рис. 4); сегмент (l) играет в этом случае роль длины свободного пробега частицы. Среднеквадратичное расстояние R между концами такой траектории пропорционально корню квадратному из числа сегментов: $R \propto l(L/l)^{1/2}$, что соответствует (2). Макромолекула в такой конформации наз. гауссовым клубком (распределение вероятностей расстояния между её концами описывается *Гаусса распределением*).

Конформация реальной макромолекулы существенно зависит от характера объёмных взаимодействий. Если объёмные взаимодействия сводятся к взаимному отталкиванию сближающихся звеньев (или эффекту исключённого объёма — запрету для др. звеньев попадать внутрь данного звена), то макромолекула оказывается в состоянии набухшего клубка с размером R, пропорциональным lN^{ν}, где $\nu \approx 3/5$ — критич. показатель. Набухший клубок является сильнофлуктуирующей системой, его характеристика — показатель ν — обладает свойством универсальности, т. е. не зависит от деталей хим. структуры, подобно критич. показателям *фазового перехода* 2-го рода.

В том случае, когда объёмные взаимодействия определяются в осн. притяжением между звеньями, макромолекула «конденсируется сама на себя» и принимает конформацию т. н. глобулы. В отличие от клубка (гауссова или набухшего), в объёме к-рого ср. концентрация звеньев очень мала и стремится к нулю при $N \to \infty$, глобула представляет собой более компактную и плотную систему, концентрация звеньев в ней не зависит от N. Однако основное принципиальное качественное различие этих конформаций заключается в характере флуктуац. подвижности их элементов: в клубке радиус корреляции порядка размеров системы, т. е. флуктуации затрагивают весь клубок как целое; в глобуле же он много меньше размера системы, флуктуации имеют локальный характер и происходят в разных частях глобулы независимо.

Внутр. структура полимерной глобулы может быть аналогична структуре любой конденсиров. системы — жидкости, кристаллич. или аморфного твёрдого тела, жидкого или пластического кристалла, однородного или расслоенного раствора, стекла и т. п. Фундам. пример П. в глобулярном состоянии — глобулярные белки. При изменении внеш. условий конформация полимерной цепи может меняться от клубковой к глобулярной и обратно, соответствующий переход клубок — глобула является фазовым переходом типа конденсация.

Полимерные растворы. Состояние *раствора* П. в низкомолекулярном растворителе определяется концентрацией, темп-рой и составом растворителя. Фундаментальными для таких растворов являются понятие термодинамич. качества растворителя и понятие т. н. θ-точки. Содержание этих понятий связано с характером объёмных взаимодействий. В полимерном клубке вследствие его низкой плотности доминируют парные столкновения звеньев. Эти столкновения, как и в теории реальных газов (или растворов), характеризуются т. н. 2-м вириальным коэф. в *вириальном разложении* ур-ния состояния. Если 2-й вириальный коэф. взаимодействия звеньев в данном растворителе положителен, то растворитель наз. хорошим, если отрицателен — плохим; если он равен нулю, растворитель наз. θ-растворителем. При изменении темп-ры или состава растворителя его качество для данного П. может меняться. Простой растворитель является хорошим при относительно высокой темп-ре, плохим — при низкой, θ-растворителем — вблизи определённой темп-ры (θ-точки Флори). В нек-рых более сложных системах зависимость качества растворителя от темп-ры может быть как обращённой, так и немонотонной, с неск. θ-точками.

В разбавленном полимерном растворе индивидуальные макромолекулы могут иметь конформации набухших клубков — в хорошем растворителе, гауссовых клубков — вблизи θ-условий, глобул — в плохом растворителе. По мере повышения концентрации полимерного раствора макромолекулы начинают взаимодействовать между собой. В условиях плохого растворителя это приводит к фазовому расслоению раствора (выпадению осадка), причём концентрация разбавленной фазы из-за низкой трансляц. энтропии оказывается чрезвычайно низкой. В хорошем или θ-растворителе ср. концентрация мономерных звеньев внутри отд. клубка очень мала, поэтому при повышении концентрации полимерного раствора перепутывание макромолекулярных цепей происходит уже при весьма малой концентрации П. в растворе (рис. 6). Т. о., для однородных полимерных растворов существует обширная область концентраций, в к-рой, с одной стороны, цепи сильно перепутываются, а с другой стороны — объёмная доля, занимаемая П. в растворе, ещё очень мала; полимерный раствор в этой области концентраций наз. полуразбавленным. Существование полуразбавленного концентрац. режима характерно именно для раствора длинных полимерных цепей.

Разбавленный и полуразбавленный растворы в хорошем растворителе являются сильнофлуктуирующими системами с дальними (создаваемыми цепями) корреляциями, существует количеств. аналогия их свойств со свойствами систем (напр., магнитных) вблизи точек фазовых переходов 2-го рода (т. н. аналогия нолимер — магнетик). Для описания сильнофлуктуирующих полимерных систем применяются теория *флуктуаций* и концепция скейлинга (*масштабной инвариантности*), заимствованная из теории критич. явлений (см. *Фазовый переход*).

При дальнейшем концентрировании полимерного раствора объёмные взаимодействия становятся всё более существенными. Если куновский сегмент макромолекул существенно превышает их толщину, то ещё в полуразбавленном растворе П. эти взаимодействия приводят к фазовому переходу в ориентационно-упорядоченное, т. е. жидкокристаллическое, состояние. Такой полимерный *жидкий кристалл* наз. лиотропным; он содержит большое кол-во растворителя, и его свойствами проще всего управлять,изменяя состав или кол-во растворителя.

Полимерный раствор, в к-ром объёмная доля растворителя так мала, что объёмные взаимодействия не сводятся к парным или тройным столкновениям, а имеют существенно многочастичный характер, наз. концентрированным. В пределе полного отсутствия растворителя получается чистое полимерное вещество.

В фазово-однородном полуразбавленном или концентрированном полимерном растворе или чисто полимерном веществе длинные цепи имеют конформации гауссовых клубков благодаря тому, что объёмные взаимодействии, будучи очень сильными на расстояниях порядка размера одного звена, тем не менее экранируются на больших расстояниях. Причина экранировки, уменьшающей вириальный коэф. взаимодействия в N раз, связана с N-кратным уменьшением трансляц. энтропии при объединении звеньев в одну цепь.

Макроскопические фазовые состояния полимерного вещества. Газообразное состояние для полимеров не характерно, необходимое для его реализации давление экспоненциально убывает с длиной цепей. Реально отдельные слабо взаимодействующие друг с другом макромолекулы могут наблюдаться только в разбавленном полимерном растворе. В конденсированных же состояниях (концентрированный полимерный раствор или чисто полимерное вещество), в зависимости от характера и силы взаимодействия звеньев, П. может пребывать в одном из четырёх макроскопических фазовых состояний: вязкотекучем, высокоэластичном, стеклообразном и кристаллическом. Полимерная жидкость в вязкотекучем состоянии наз. также полимерным расплавом.

Текучесть такой жидкости обусловлена тем, что она состоит из ковалентно не связанных (т. е. не образующих полимерную сетку) цепных макромолекул; чрезвычайно высокая вязкость полимерного расплава связана с тем, что возможность движения каждой макромолекулы в системе сильнонерепутанных цепей очень сильно ограничена запретом на прохождение участков цепей друг сквозь друга. Единств. механизм крупномасштабного движения макромолекул в системе сильнонерепутаных цепей — диффузионное проползание макромолекулы вдоль эфф. трубки, создаваемой участками окружающих цепей (т. н. рептация; рис. 7).

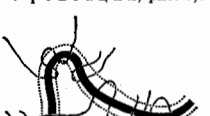


Рис. 7. Эффективная трубка, вдоль которой происходит диффузионное движение типа рептации.

Рептационный механизм движения обусловливает не только большую величину вязкости полимерного расплава, но и присущее ему свойство вязкоупругости: при увеличении частоты внеш. воздействия отклик полимерного расплава меняется от вязкого к упругому, причём частота изменения характера отклика $\sim N^{-3,4}$, т. е. весьма резко падает с ростом N. Особенно медленны рептации для систем разветвлённых макромолекул, где соответствующая частота экспоненциально убывает с ростом N.

Упругое поведение полимерного расплава сходно с поведением высокоэластического полимерного тела. Свойство высокоэластичности состоит в способности тела претерпевать огромные деформации (до ми. сотен процентов) упруго (т. е. с восстановлением исходных размеров и формы после снятия напряжения) при нелинейной зависимости деформации от напряжения. Высокоэластич. состояние характерно для сетчатых П. (полимерных гелей). К ним относятся: полимерная сетка, состоящая из ковалентно соединённых друг с другом линейных полимерных цепей; т. н. физ. гель, в к-ром межцепные сшивки осуществляются более слабыми, чем ковалентные, связями (водородными, диполь-дипольными, ионными и т. п., а также сгустками более плотной, напр. кристаллической, фазы и др.).

Природа высокоэластичности П. связана с тем, что участки полимерных цепей между соседними сшивками представляют собой свёрнутые в пространстве клубки (рис. 8, *а*); весьма значит. деформация тела может осуществляться в результате нек-рого распрямления цепочек (рис. 8, *б*).

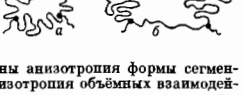


Рис. 8. Свободная (*а*) и деформированная (*б*) полимерные сетки; вытягивание цепей для наглядности сильно преувеличено.

Для мн. П. характерны анизотропия формы сегментов макромолекул и анизотропия объёмных взаимодействий; расплавы, концентриров. растворы или гели таких П. образуют нематические, холестерические или смектические жидкие кристаллы. Они наз. термотропными, потому что управлять появлением или исчезновением жидкокристаллич. структуры и её параметрами проще всего изменением темп-ры.

Стеклообразное состояние П. в целом аналогично состоянию обычных низкомолекулярных стёкол, однако стеклование для П. более типично, чем для обычных низкомолекулярных веществ, т. к. вследствие топологич. ограничений релаксац. процессы в П. замедляются и П. «замораживаются». Особенно склонны к стеклованию П. из разветвлённых макромолекул. Большинство пластмасс и смол представляют собой полимерные стёкла.

Кристаллич. состояние П. во многом сходно с кристаллич. состоянием низкомолекулярных веществ, однако его образование в П. осложняется из-за большой длины макромолекул, и, как правило, кристаллизующиеся П. образуют лишь частично кристаллич. фазу, в к-рой кристаллич. области разделены обширными аморфными прослойками с перепутанными цепями.

Фазовые расслоения и доменные структуры в полимерах. В плохом растворителе выпадает осадок, т. е. происходит расслоение раствора на концентрированную и разбавленную фазы. Концентрация П. в разбавленной фазе может оказаться чрезвычайно низкой и при недостаточной чувствительности методов регистрации разбавленная фаза предстаёт как практически чистый растворитель. В смесях двух или нескольких разных полимерных веществ, как правило, возникает сегрегация на практически чистые компоненты. П. очень плохо смешиваются друг с другом: из-за низкой трансляц. энтропии цепей даже при слабом отталкивании мономерных звеньев смесь расслаивается на почти чистые фазы.

Особый тип фазовой сегрегации — микрофазное расслоение, или образование доменной структуры, наблюдается в расплавах или концентриров. растворах блок-сополимеров с плохо смешивающимися блоками. Истинное расслоение на макроскопич. фазы в такой системе невозможно, т. к. блоки соединены в единые цепи. Блоки из мономерных звеньев одного из сортов образуют поэтому либо шаровые или цилиндрич. домены (мицеллы), либо чередующиеся плоские слои (ламелли). Аналогичные микродоменные структуры образуют также системы дифильных молекул — полимерных цепей с хим. группой на конце, отталкивающейся от мономерных звеньев (напр., водные растворы фосфолипидов, молекулы к-рых включают гидрофобный полимерный «хвост» и гидрофильную «голову»).

Динамика полимеров. Кроме мелкомасштабных движений звеньев, длинным цепным молекулам присущи движения в масштабе всей цепи. Соответствующее макс. время релаксации растёт с длиной цепи $\sim N^z$, причём значение z зависит от характера объёмных взаимодействий, от гидродинамики окружающей среды и пр., но всегда $1{,}5 < z < 3{,}5$.

В жидкой среде полимерная глобула и полимерный клубок обладают свойством непротекаемости: коэф. диффузии клубка как целого по порядку величины совпадает с коэф. диффузии сплошного шара с тем же радиусом инерции. Типичным механизмом подвижности полимерных цепей в концентриров. системах, где существенны топологич. ограничения, являются рептации (рис. 7).

Синтез полимеров. Линейные цепные молекулы образуются в результате процессов полимеризации (последоват. присоединения мономеров к растущей цепи по схеме $A_N + A_1 \rightarrow A_{N+1}$) либо поликонденсации (постепенного объединения участков цепи со свободными валентностями на концах по схеме $A_N + A_M \rightarrow A_{N+M}$). Рост цепи заканчивается при присоединении к концу макромолекулы одновалентного соединения или (для полимеризации) при исчерпании мономера.

Если при синтезе полимерной цепи присутствуют не только мономеры с двумя функциональными группами (т. е. группами, способными установить валентные связи с др. мономерами), но и соединения с тремя или большим числом таких групп, то в результате получаются разветвлённые макромолекулы (рис. 2). В присутствии мономеров разных сортов получаются макромолекулы гетерополимеров.

Получающаяся при синтезе полимерная система оказывается полидисперсной, т. е. содержит цепочки разных длин; характер полидисперсности определяется т. н. молекулярно-массовым распределением (или распределением по длинам цепей). Системы разветвлённых макромолекул обычно полидисперсны также по степени и характеру разветвлённости. Кроме того, макромолекулярные цепочки гетерополимеров отличаются друг от друга последовательностью расположения звеньев разных типов вдоль цепи (первичными структурами).

Биол. полимеры не обладают полидисперсностью: все однотипные макромолекулы, синтезирующиеся в живой клетке, одинаковы по длинам и имеют одинаковую первичную структуру.

Полимерная сетка образуется в результате полимерного синтеза в присутствии би-, три- или мультифункциональных мономеров или при сшивании линейных цепей. В первом случае концентрация мономеров в исходной смеси должна превышать нек-рую величину, наз. порогом гелеобразования, для того чтобы наряду с разветвлёнными макромолекулами конечных размеров, получаемыми при низкой концентрации смеси, в системе возник т. н. бесконечный кластер, т. е. макроскопич. сетка (его возникновение аналогично процессу перколяции). Во втором случае сшивание предварительно синтезированных линейных цепей, находящихся в состоянии полимерного расплава или концентрированного полимерного раствора, может быть осуществлено бивалентными хим. «сшивками» или ионизирующим облучением. Такой процесс наз. вулканизацией. Первая высокоэластическая резина была получена вулканизацией натурального каучука: «сшиванием» цепей натурального каучука двухвалентными атомами серы.

Лит.: Флори П. Дж., Principles of polymer chemistry, Ithaca, 1953; Волькенштейн М. В., Конфигурационная статистика полимерных цепей, М.—Л., 1959; Бирштейн Т. М., Птицын О. Б., Конформации макромолекул, М., 1964; Тенфорд Ч., Физическая химия полимеров, пер. с англ., М., 1965; Флори П., Статистическая механика цепных молекул, пер. с англ., М., 1971; Жен П.-Ж. де, Идеи скейлинга в физике полимеров, пер. с англ., М., 1982; Тодиб Ю. Я., Даринский А. А., Светлов Ю. Е., Физическая кинетика макромолекул, Л., 1986; Дашевский В. Г., Конформационный анализ макромолекул, М., 1987; Ростиашвили В. Г., Иржак В. И., Розенберг Б. А., Стеклование полимеров, Л., 1987; Гросберг А. Ю., Хохлов А. Р., Статистическая физика макромолекул, М., 1989.

А. Ю. Гросберг.

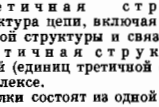
ПОЛИМЕРЫ БИОЛОГИЧЕСКИЕ (биополимеры) — природные макромолекулы, играющие осн. роль в биол. процессах. К П. б. относятся белки, нуклеиновые кислоты (НК) и полисахариды. П. б. образуют структурную основу всех живых организмов; все процессы в клетке связаны с взаимодействиями П. б. между собой

и с др. молекулами. Среди последних важную роль играют л и п и д ы, образующие биол. мембраны (см. *Клеточные структуры*). Липиды не являются полимерами, но обладают нек-рыми общими с ними свойствами, в частности способностью образовывать жидкокристаллич. структуры.

П. б. являются высокомолекулярными соединениями (мол. масса 10^3—10^{10} а. е. м)., к ним приложимы все закономерности, установленные для др. природных и синтетич. *полимеров*. Однако особенности хим. строения приводят к появлению у П. б. уникальной пространств. структуры, необычных физ., хим. и биол. свойств. По строению осн. цепи белки и НК однородны, подобно г о м о п о л и м е р а м, у к-рых все мономерные звенья цепи идентичны. Но в последовательности боковых групп у П. б. закодирована генетич. информации организма, поэтому П. б. следует отнести к г е т е р о п о л и м е р а м с заданной нерегулярной последовательностью мономерных звеньев. В структуре и свойствах П. б. отражены эти особенности их хим. строения. Пространств. строение П. б. с определ. структурой всей макромолекулы наз. к о н ф о р м а ц и е й; от конформации зависит взаимодействие П. б. с др. молекулами. Наиб. важные биол. ф-ции П. б. также определяются его конформацией и способностью изменять её при разл. взаимодействиях. В большинстве случаев взаимодействия П. б. являются с п е ц и ф и ч е с к и м и, т. е. зависят от последовательности мономерных звеньев и локальной структуры (см. также *Биофизика*).

Различают 4 уровня структурной организации П. б. Наиб. отчётливо они выражены у белков. П е р в и ч н а я с т р у к т у р а — это хим. строение молекулы. Чаще всего под первичной структурой понимают последовательность мономерных звеньев П. б. В первичную структуру включаются хим. связи между цепями и внутри цепей (между отд. звеньями). В т о р и ч н а я с т р у к т у р а — спиральное расположение мономерных звеньев в тех или иных участках цепи П. б. Т р е т и ч н а я с т р у к т у р а — пространств. структура цепи, включая расположение элементов вторичной структуры и связывающих их участков. Ч е т в е р т и ч н а я с т р у к т у р а — расположение отд. цепей (единиц третичной структуры) в образуемом ими комплексе.

Белки состоят из одной или неск. полипептидных цепей, к-рые соединены между собой хим. или межмолекулярными связями. Полипептидные цепи построены из мономерных звеньев — аминокислотных остатков 20 разл. сортов. Аминокислоты представляют собой органич. (карбоновые) кислоты, содержащие 1 или 2 аминогруппы NH_2. В нейтральной среде они имеют структуру,



где R — боковая группа, своя для каждой из 20 аминокислот. Аминокислоты являются оптич. *L*-изомерами (см. *Изомерия молекул*). Число мономерных звеньев, входящих в полипептидные цепи, может изменяться от неск. десятков до неск. тысяч; полипептиды с меньшим числом звеньев наз. о л и г о п е п т и д а м и. Каждый белок имеет определ. размеры (мол. масса $\gtrsim 5 \cdot 10^3$), его индивидуальность определяется последовательностью аминокислотных остатков. По своим ф-циям белки делятся на каталитические (ферменты, биол. катализаторы хим. реакций), структурные, транспортные (гемоглобин), рецепторные, регуляторные (гормоны), защитные (антитела) и др. В зависимости от состава выделяют простые белки— п р о т е и н ы, состоящие только из аминокислот, и сложные белки — п р о т е и д ы, в состав к-рых наряду с аминокислотами входят углеводы (гликопротеиды), липиды (липопротеиды), НК (нуклеопротеиды) и т. д. По форме различают глобулярные белки, образующие плотные глобулы, и фибриллярные белки, образующие длинные волокна или слои. Белки участвуют в важнейших генетич. и регуляторных процессах. Нек-рые структурные белки могут образовывать агрегаты в виде волокон, трубочек, оболочек. Иногда один и тот же белок выполняет неск. ф-ций.

П е р в и ч н а я с т р у к т у р а. Образование полипептидной цепи с заданной последовательностью аминокислотных остатков происходит в клетке внутри клеточного аппарата — рибосомы. Присоединение каждого последующего звена цепи происходит с выделением молекулы воды. Образующаяся цепь имеет следующую структуру:

$$NH_3^+-CHR_1-CO-NH-CHR_2-$$
$$-CO-\ldots-NH-CHR_n-COO^-;$$

поскольку соединение мономеров происходит по принципу «голова к хвосту», цепь определ. образом направлена: слева находится N-конец цепи, справа — С-конец. Аминокислотные остатки цепи в зависимости от вида боковой группы R делятся на неск. типов. К неполярным, плохо растворяющимся в воде относятся аланин, валин, лейцин, изолейцин, фенилаланин, триптофан, тирозин, метионин, глицин и цистеин. Полярные и заряженные аминокислотные остатки обладают хорошей растворимостью в воде. К полярным относятся серин, треонин, аспарагин, пролин и глутамин. Заряжены аспарагиновая и глутаминовая к-ты (отрицательно), лизин и аргинин (положительно). Могут быть заряженными также цистеин и гистидин. В целом молекула белка несёт положит. и отрицат. заряды. В первичной структуре белка заключена вся информация, определяющая его пространств. структуру и ф-ции. Определение первичной структуры полипептидной цепи производят путём частичного расщепления её на короткие перекрывающиеся фрагменты с последующим анализом их аминокислотной последовательности, начиная с N-конца. Это удаётся сделать для не слишком длинных последовательностей, поэтому структуру длинных полипептидов находят, комбинируя данные для фрагментов.

Полипептидная цепь обладает гибкостью за счёт вращения вокруг хим. связей, образуемых атомами С (чёрные шарики на рис. 1, вращение изображено стрел-

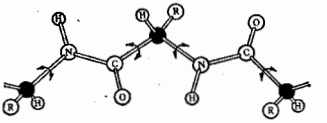
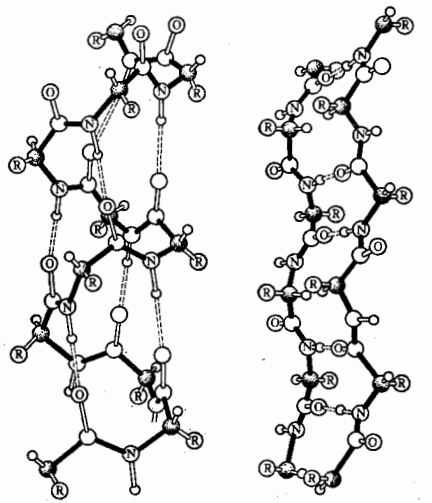


Рис. 1. Вращение пептидных групп.

ками). Связь между группами CO и NH наз. пептидной. Вращение вокруг пептидной связи затруднено, поэтому атомы H, N, C и O лежат в одной плоскости.

В т о р и ч н а я с т р у к т у р а. Благодаря своей гибкости полипептидные цепи способны образовывать упорядоченные структуры со спиральной симметрией. Наиболее распространены α-спирали и β-структуры. α-Спираль представляет собой правую спираль, у к-рой на один виток приходится 3,6 аминокислотных остатка; шаг спирали 5,4 Å, диаметр ~6 Å (без боковых групп). Спираль стабилизирована водородными связями между группами CO и NH разл. мономерных звеньев, отстоящих друг от друга на расстоянии 4 остатков. Водородные связи (пунктир на рис. 2,*а*) направлены вдоль оси спирали, в целом α-спираль представляет собой довольно жёсткую структуру. Не всем аминокислотным остаткам энергетически выгодно образование

α-спирали. Знание соответствующих энергетич. параметров позволяет предсказывать вероятность образования α-спирали в том или ином участке белка. Существуют β-слои двух типов: параллельные и антипараллельные. На рис. 2,*б* показана структура антипараллельного β-слоя. Стабилизирующие β-слой водородные



а *б*

Рис. 2. Вторичная структура белков: *а* — α-спираль; *б* — β-структура.

связи между пептидными группами направлены поперёк цепей, а сами цепи вытянуты и образуют складчатую структуру. В белке встречаются также т. н. β-изгибы, обеспечивающие поворот цепи примерно на 180° при образовании водородной связи. Возможны и др. типы спиралей. Все названные вторичные структуры характерны для глобулярных белков. Фибриллярный белок, из к-рого строятся длинные ориентиров. волокна, образует спирали иного вида. Вторичную (и третичную) структуру белка исследуют с помощью *рентгеновского структурного анализа*, позволяющего определить положение всех атомов в молекуле. Трудности здесь связаны с тем, что не каждый белок можно получить в виде кристаллов необходимого размера. Обычно структура белка в растворе мало отличается от структуры в кристалле, это связано с тем, что кристаллы белка содержат много воды. Однако в целом вопрос о соответствии структуры белка в растворе и в кристалле остаётся открытым. Содержание α- и β-структур сильно различается для разл. белков.

Третичная структура. Большинство глобулярных белков находится в водно-солевой среде. Укладка элементов вторичной структуры при этом такова, что гидрофильные (полярные, заряженные) аминокислотные остатки располагаются в осн. на поверхности глобулы, а неполярные, плохо растворимые в воде (гидрофобные) аминокислотные остатки — во внутр. части глобулы. При этом глобула приобретает уникальную (идентичную для всех молекул данного белка) компактную и стабильную форму.

Чаще всего внутр. часть глобулы образована β-слоями, а наружная — α-спиралями. Установлена закономерность в аминокислотной последовательности в этих α-спиралях: каждое 3-е или 4-е положение вдоль цепи занимают неполярные аминокислотные остатки. При этом на боковой поверхности цилиндра, к-рым можно представить α-спираль, образуется неполярная полоса, параллельная её оси. Именно эта гидрофобная полоса обращена внутрь глобулы и контактирует с её гидрофобной частью.

Исключение составляют мембранные белки, контактирующие с неполярной жирной внутр. частью липидной мембраны. На поверхности белка в этом случае находятся гидрофобные аминокислотные остатки.

Ещё одна важная закономерность пространств. структуры белков — доменное строение. Часто единая полипептидная цепь образует не одну глобулу, а неск. компактных областей, расположенных определ. образом в пространстве. Каждая такая область (домен) формируется из α-спиралей, β-слоёв и др. элементов вторичной структуры. В этом случае можно говорить как о третичной структуре таких доменов, так и о третичной структуре белков в целом, понимая под этим взаимное расположение доменов в пространстве. Примером домена, содержащегося во мн. белках, является блок из двух β-слоёв, соединённых между собой α-спиральным сегментом. Доменная структура белков важна для их биол. ф-ций. Вероятно также, что домены — это элементарные белки, на основе к-рых в ходе эволюции возникает разнообразие белковых структур.

Четвертичная структура. В тех случаях, когда глобулярный белок состоит из неск. субъединиц, не связанных между собой хим. связями, говорят о его четвертичной структуре. Связь субъединиц между собой осуществляется гл. обр. за счёт гидрофобных взаимодействий; при этом на контактирующих частях поверхности субъединиц расположены в осн. гидрофобные аминокислотные остатки. Иногда во взаимодействие между субъединицами глобулярных белков дают заметный вклад водородные связи. Др. тип четвертичных структур представляют белки, образующие нити цитоскелета. Цитоскелет заполняет пространство между ядром и внутр. поверхностью клеточной мембраны и выполняет ряд важных ф-ций, определяя форму клетки, её перемещение как целого, размещение и транспорт внутр. компонентов. Известны три типа таких нитей: микрофиламенты, микротрубочки и промежуточные филаменты. Подробно изучены первые два типа. Микрофиламенты собираются из молекул глобулярного белка актина, соединяясь в длинные цепи, образующие двойные спирали. Микротрубочки также собираются из глобулярных молекул белка тубулина и являются важным компонентом митотич. аппарата (аппарата деления) клетки, образующим т. н. митотич. веретено и определяющим распределение генетич. материала между дочерними клетками.

Особый тип структур представляют фибриллярные белки актин и миозин, образующие упорядоченные структуры (саркомеры). Их скольжение друг относительно друга составляет основу механизма мышечного сокращения. В сложные пространств. структуры собираются белки оболочек вирусов, бактериофагов и таких структур, как рибосомы, нуклеосомы и др.

Высшие структуры белков — это состояния, обладающие относит. минимумом свободной энергии. Они устойчивы в физиологич. условиях, могут изменяться лишь в определ. пределах. Наиб. устойчива первичная структура белков, остальные легко разрушаются при внеш. воздействиях. Такое разрушение наз. денатурацией и, как правило, приводит к потере биол. свойств.

Нуклеиновые кислоты. Дезоксирибонуклеиновые кислоты (ДНК) и рибонуклеиновые кислоты (РНК) являются полинуклеотидами, т. е. П. б.,

мономерными звеньями к-рых служат нуклеотиды. Нуклеотиды состоят из азотистого основания, остатков фосфорной к-ты и углевода (рибозы или дезоксирибозы). ДНК является хранителем генетич. информации организма, записанной в виде последовательности 4 сортов её мономерных звеньев. Эта информация переписывается (транскрибируется) при синтезе информац. (матричной) РНК (мРНК), а затем с помощью генетич. кода переводится (транслируется) в аминокислотную последовательность белков. Др. виды РНК выполняют роль переносчиков аминокислот (транспортные РНК — тРНК) или составляют структурную основу рибосом (рибосомные РНК — рРНК). Молекулы РНК в нек-рых случаях могут обладать также каталитич. активностью, подобной активности белков-ферментов (т. н. рибозимы).

Первичная структура НК. Полинуклеотидная цепь (рис. 3) состоит из сахарофосфатного остова (в него входит дезоксирибоза в случае ДНК и рибоза в случае РНК), к к-рому присоединены плоские боковые группы — азотистые основания (аденин A, цитозин C, гуанин G и тимин T в случае ДНК; A, C, G и урацил U в случае РНК). В клетке такие цепи синтезируются с помощью спец. ферментов

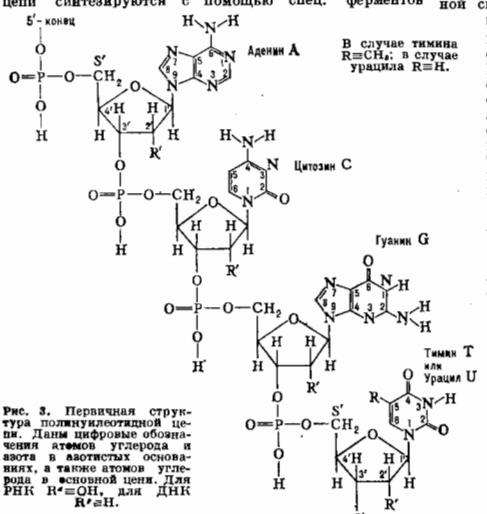


Рис. 3. Первичная структура полинуклеотидной цепи. Даны цифровые обозначения атомов углерода и азота в азотистых основаниях, а также атомов углерода в основной цепи. Для РНК R'≡OH, для ДНК R'≡H.

на матрице — молекулах ДНК; существует и процесс синтеза ДНК на РНК-матрице, осуществляемый др. ферментом (обратной транскриптазой). Полинуклеотидная цепь имеет направление, определяемое тем, что 3'-й атом С одного мономера соединяется фосфодиэфирной связью с 5'-м атомом С следующего мономера. Каждая мономерная группа цепи ионизована и несёт один отрицат. заряд. Размеры молекул РНК и ДНК изменяются в широких пределах. Транспортные РНК (самые короткие молекулы РНК) состоят из 75—84 нуклеотидов; длина гетерогенных ядерных РНК достигает $2 \cdot 10^6$ нуклеотидов. Короткие ДНК содержат обычно неск. тысяч пар нуклеотидов, но существуют ДНК, к-рые содержат их $\sim 10^8$.

Вторичная структура ДНК. Осн. принцип образования вторичных структур полинуклеотидов — т. н. комплементарное спаривание азотистых оснований. Оно приводит к образованию двойных и тройных винтовых структур (спиралей), стабилизируемых водородными связями между азотистыми основаниями разных цепей и межплоскостными взаимодействиями азотистых оснований. Осн. вторичная структура ДНК (B-форма), представляющая собой правую двойную спираль, предложена в 1953 Дж. Уотсоном (J. Watson) и Ф. Криком (F. Crick). В этой структуре две комплементарные цепочки антипараллельны. Против каждого A одной цепи расположен T другой, против G расположен C (в двунитевой РНК A спаривается с U). При этом образуются энергетически выгодные водородные связи: 2 в AT-паре и 3 в GC-паре; расстояние между точками присоединения оснований к сахарам оказывается одинаковым для AT- и GC-пар (рис. 4). Сахарофосфатные цепи образуют при этом гладкие винтовые линии. Плоскости оснований в B-форме ДНК составляют с осью двойной спирали прямой угол. На виток двойной спирали приходится в натриевой соли ДНК при высокой влажности 10 пар оснований. Расстояние между плоскостями соседних пар оснований составляет 3,4 Å, что оптимально для межплоскостных взаимодействий, вносящих наиб. энергетич. вклад в стабильность двойной спирали. В растворе на виток двойной спирали в B-форме приходится 10,5 пары оснований. Диаметр двойной спирали равен примерно 22 Å. B-форма характерна для натриевой соли ДНК. При изменении внеш. условий (темп-ры, ионного состава среды) параметры двойной спирали в B-форме изменяются, поэтому следует говорить о B-семействе структур. К этому семейству относится и литиевая соль ДНК, т. н. C-форма, в к-рой на виток двойной спирали приходится 9,3 пары оснований, плоскость оснований отклонена на 6° от плоскости, перпендикулярной к оси спирали.

В натриевой соли ДНК при относит. влажности ниже 75% происходит кооперативный резкий переход ДНК из B- в A-форму. A-форма (точнее A-семейство форм) — это также правая двойная спираль, но с др. параметрами, чем у B-формы. Плоскости оснований сильно отклонены от плоскости, перпендикулярной к оси спирали, а сами пары комплементарных оснований смещены от оси двойной спирали к её периферии, поэтому при наблюдении вдоль оси молекула в A-форме представляется полой трубкой. РНК существует только в A-форме, как и гибриды ДНК — РНК. Характерная для двунитевой РНК структура содержит 11 пар оснований на виток двойной спирали, а отклонение плоскости оснований от плоскости, перпендикулярной к оси, составляет 10—14°. B-форма — осн. структура ДНК в живой клетке. ДНК может существовать и в др. форме, в виде Z-спирали. Рентгеноструктурный анализ позволил, как и в случае белков, установить с высоким разрешением пространств. структуры полинуклеотидов с разл. последовательностями нуклеотидов. Z-форма ДНК, получившая своё назв. в связи с зигзагообразным строением сахарофосфатного остова, представляет собой левую двойную спираль с периодом 44,6 Å, содержащую 12 пар оснований на виток и образованную антипараллельными полинуклеотидными цепями, спаренными по правилам комплементарности. Повторяющимся звеном в ней является не одна пара нуклеотидов, а две. Наиб. легко в Z-форму переходят регулярно чередующиеся последовательности пуриновых и пиримидиновых нуклеотидов. В физиологич. условиях Z-форма в линейных ДНК не наблюдалась. Однако в кольцевых молекулах ДНК может происходить переход отд. участков молекулы в Z-форму. На рис. 5 приведены объёмные модели ДНК в B- и Z-формах.

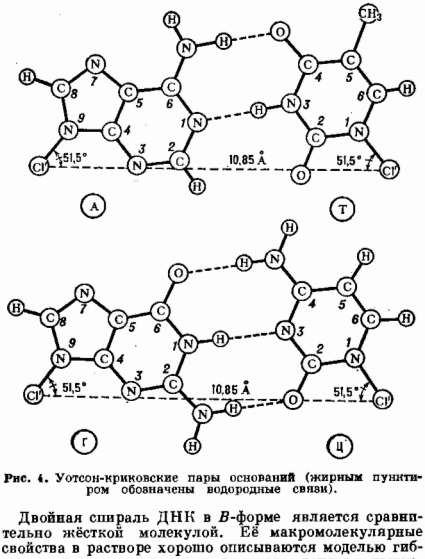


Рис. 4. Уотсон-криковские пары оснований (жирным пунктиром обозначены водородные связи).

Двойная спираль ДНК в *B*-форме является сравнительно жёсткой молекулой. Её макромолекулярные свойства в растворе хорошо описываются моделью гибкого упругого стержня, совершающего тепловое движение. Изгибная жёсткость ДНК в *A*-форме больше, чем в *B*-форме, причем она анизотропна: молекула в каждой точке легче изгибается в направлении желобов двойной спирали, чем в перпендикулярном направлении.

Вторичная и третичная структуры РНК. Молекулы РНК встречаются преим. в виде одиночных нитей, в к-рых образуются двунитевые шпильки за счёт спаривания оснований комплементарных участков нити. Одинитевые участки могут образовывать водородные связи с др. одинитевыми участками, определяя третичную структуру молекулы. Третичная структура хорошо изучена для молекулы тРНК; если по вторичной структуре тРНК напоминает клеверный лист, то в пространстве она принимает форму буквы Г. Вторичная структура фенилаланиновой тРНК, близкая к *A*-форме, содержит 20 пар оснований, между к-рыми образованы 52 водородные связи. Третичная структура содержит ещё неск. дес. таких связей с участием азотистых оснований и сахарофосфатных цепей. Все виды тРНК имеют сходную третичную структуру.

Третичная структура ДНК. В вирусных частицах ДНК компактно упакована, однако данные о виде этой упаковки отсутствуют. Лучше известна упаковка ДНК в хромосомах эукариотич. клеток (см. *Клеточные структуры*). ДНК вирусов, бактериофагов, плазмид и бактерий обычно представляют собой кольца, образованные замкнутыми двойными спиралями (каждая из нитей замкнута на себя). Хромосомная ДНК в эукариотич. клетках также образует петли, топологически эквивалентные замкнутым кольцам. Кольцевая ДНК обычно сверхспирализована и образует пространств. сверхвитки, к-рые также можно рассматривать как элементы третичной структуры ДНК. В разл. условиях и в зависимости от последовательности нуклеотидов, ДНК может образовывать и др. виды вторичной и третичной структур (параллельные спирали, тройные и четвертные спирали и др.).

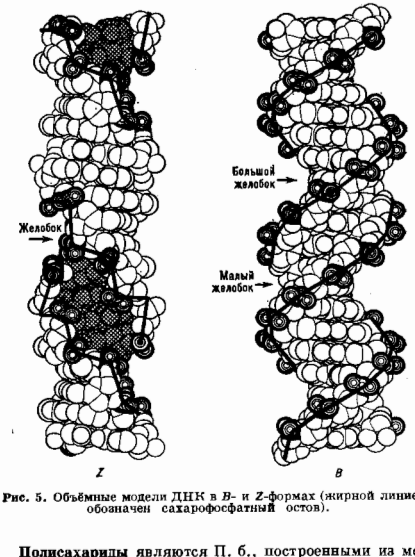


Рис. 5. Объёмные модели ДНК в *B*- и *Z*-формах (жирной линией обозначен сахарофосфатный остов).

Полисахариды являются П. б., построенными из моносахаридных остатков. Примерами линейных гомополисахаридов являются амилоза (составная часть крахмала) и целлюлоза (осн. часть древесины). Мономером амилозы и целлюлозы является глюкоза. Др. пример линейного гомополисахарида — хитин, из к-рого построены панцири насекомых. Мономерным звеном линейного полисахарида может быть и дисахарид. Первичная структура полисахарида, как правило, регулярна, но существуют полисахариды с нерегулярной последовательностью разл. мономерных звеньев. Помимо линейных существуют полисахариды с разветвлённой первичной структурой. Линейные полисахариды образуют жёсткие вторичные структуры (одно-, двух- и трёхнитевые спирали). Более высокие структуры могут быть как волокнистыми, так и гелеобразными. Если однородность полисахаридной цепи нарушена встраиванием др. сахаридов или ветвлениями, полисахариды могут образовывать гибкие волокна или гели. Полисахариды могут образовывать комплексы с белками и липидами, они придают жёсткость и прочность стенкам клеток растений и бактерий. Стенки животной клетки не обладают этими св-вами и содержат в клеточной мембране лишь нек-рое кол-во олигосахаридов (коротких полисахаридов), связанных с белками, т. н. гликопротеидов.

Исследование структуры и свойств П. б. производят разл. физ. и физ.-хим. методами. Сюда относятся рентгеноструктурный анализ и электронная микроскопия, методы ЯМР и ЭПР, диффузное рассеяние рентг. лучей, оптич. методы (исследование спектров поглощения, оптич. активности, люминесценции и др.), микрокалориметрия, гидродинамич. методы, хроматография, электрофорез, полярография и др. Изучение фотохим. и радиац.-хим. изменений в П. б. служит для исследования их структуры и для исследования механизма действия УФ- и ионизирующего излучений на эти объекты. П. б. являются диэлектриками и полиэлектролитами, поэтому важны измерения диэлект-

рич. поляризации и потерь в широком диапазоне частот. Особый интерес представляет исследование конформац. превращений П. б. в растворе, с этой целью используют спектрофотометрию в УФ-области и измерения кругового дихроизма. В полипептидах при образовании из беспорядочного клубка упорядоченной спиральной структуры в области длин волн ~ 190 нм наблюдается сильный гипохромный эффект (уменьшение поглощения), пригодный для определения степени спиральности. Ароматические аминокислотные остатки имеют полосы поглощения в области ~280 нм, изменяющиеся при изменении окружения (неполярного на полярное), что позволяет судить о расположении и контактах этих остатков в молекуле белка. Межплоскостные взаимодействия в НК обусловливает гипохромный эффект в области ~260 нм. Соответственно при разрушении двойной спирали (переходе спираль — клубок) наблюдается увеличение поглощения на 40%. Прирост поглощения пропорционален доле нуклеотидов, перешедших из упорядоченной спиральной структуры в неупорядоченный клубок. П. б. обладают оптич. активностью, свойственной всем аминокислотам (кроме глицина) и, соответственно, полипептидам и белкам. Наиб. информативны измерения кругового дихроизма, к-рый зависит от конформации полимера. На рис. 6 приведены кри-

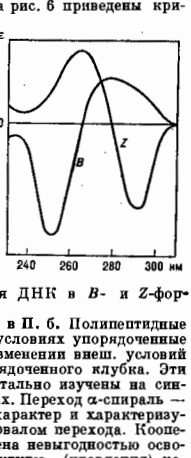


Рис. 6. Спектры кругового дихроизма ДНК в *B*- и *Z*-формах.

вые кругового дихроизма для ДНК в *B*- и *Z*-формах.

Переходы спираль — клубок в П. б. Полипептидные цепи, образующие в определ. условиях упорядоченные спиральные структуры, при изменении внеш. условий переходят в состояние неупорядоченного клубка. Эти конформац. переходы наиб. детально изучены на синтетич. гомогенных полипептидах. Переход α-спираль — клубок носит кооперативный характер и характеризуется сравнительно узким интервалом перехода. Кооперативность перехода обусловлена невыгодностью освобождения из спиральной структуры (плавления) коротких участков, т. к. при этом затрачивается значит. энергия на разрыв водородных связей, а выигрыш в энтропии за счёт появления подвижности пептидных звеньев мал. При плавлении длинных участков спирали возможна компенсация энергетич. затрат. Процесс денатурации белков при изменении внеш. условий включает в себя и переход спираль — клубок, но обычно процесс является многостадийным. Отд. стадии могут носить кооперативный характер. Изучение промежуточных стадий и кинетики прямого и обратного процессов (ренатурации) является источником сведений о самоорганизации высших структур белковых глобул. Двойная спираль ДНК может разрушаться при изменении внеш. условий, молекула при этом переходит в состояние одного или двух беспорядочных клубков (при полном разделении нитей). Этот переход, также наз. переходом спираль — клубок или внутримолекулярным плавлением, изучен экспериментально и теоретически для *B*-формы ДНК. Переход спираль — клубок рассматривают на основе одномерной *Изинга модели*. В рамках модели объясняются все наблюдаемые на опыте закономерности перехода в ДНК. Переход спираль — клубок в ДНК аналогичен фазовому переходу 1-го рода, но не является истинным фазовым переходом, т. к. молекулу можно рассматривать как одномерную систему. Интервал перехода (напр., интервал темп-р перехода) конечен. В этом интервале молекула разбивается на чередующиеся спиральные и клубкообразные участки. Т. к. локальное или полное разделение нитей двойной спирали ДНК происходит при мн. генетич. процессах в клетке, причём в этом процессе участвуют др. молекулы, взаимодействующие с ДНК, теория перехода спираль — клубок, включающая вопрос о влиянии др. молекул (*теорию скрепок*), важна для понимания механизма функционирования ДНК.

ДНК в клетке обладает отрицат. с в е р х с п и р а л и з а ц и е й, т. е. двойная спираль в ней несколько раскручена (в кольцевых ДНК при этом двойная спираль образует витки сверхспирали). В клетке есть система ферментов (топоизомераз), изменяющих сверхспирализацию. Широко распространена лишь отрицат. сверхспирализация. Сверхспиральная ДНК обладает повыш. энергией; топоизомеразы расходуют энергию на создание сверхспирализации. Мерой сверхспирализации является плотность сверхвитков σ (число сверхвитков, приходящееся на один виток двойной спирали). Величина σ отрицательна, ниже подразумевается её абс. значение. С ростом σ молекула ДНК становится более подвижной, реакционноспособной, увеличивается вероятность нарушений структуры двойной спирали (локальных её раскрытий), в отд. областях молекулы при достаточно большом значении σ возникают альтернативные (т. е. отличные от *B*-формы) структуры — крестообразные структуры, *Z*- и *H*- формы и др. Все эти структуры не образуются в линейной ДНК в стандартных условиях. Энергия, необходимая для их образования, черпается из энергии сверхспирализации. Для исследования альтернативных структур ДНК и определения их энергетич. параметров используют эксперименты, анализируемые с помощью топологич. теории. Топологич. ограничения, накладываемые кольцевым замкнутым строением, приводят и к др. изменениям структуры и физ. свойств молекул ДНК. Исследование влияния топологич. эффектов на строение и свойства ДНК и её биол. ф-ции, на регуляцию генетич. процессов является одной из задач молекулярной биофизики.

Лит.: А н к е р м а н Ю., Биофизика, пер. с англ., М., 1964; Физические методы исследования белков и нуклеиновых кислот, М., 1967; В е д е н о в А. А., Д ы х н е А. М., Ф р а н к - К а м е н е ц к и й М. Д., Переход спираль — клубок в ДНК, «УФН», 1971, т. 105, в. 3, с. 479; Б л ю м е н ф е л ь д Л. А., Проблемы биологической физики, 2 изд., М., 1977; Ш а б а р о в а З. А., Б о г д а н о в А. А., Химия нуклеиновых кислот и их компонентов, М., 1978; Л а з у р к и н Ю. С., Молекулярное плавление ДНК и эффект тонкой структуры кривых плавления, «Молекулярная биология», 1977, т. 11, в. 6, с. 1311; В о л ь е н ш т е й н М. В., Биофизика, 2 изд., М., 1988; Ф р а н к - К а м е н е ц к и й М. Д., В о л о г о д с к и й А. В., Топологические аспекты физики полимеров: теория и ее биофизические приложения, «УФН», 1981, т. 134, в. 4, с. 641; К а н т о р Ч., Ш и м м е л П., Биофизическая химия, пер. с англ., т. 1—3, М., 1984—85; «В мире науки», 1985, в. 12 (тематич. вып.); Молекулярная биология клетки, пер. с англ., т. 1—5, М., 1986—87; В о л о г о д с к и й А. В., Топология и физические свойства кольцевых ДНК, М., 1988.

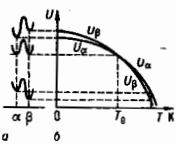
Ю. С. Лазуркин.

ПОЛИМОРФИЗМ (от греч. *polýmorphos* — многообразный), способность нек-рых веществ существовать в состояниях с разл. атомно-кристаллич. структурой (см. *Кристаллохимия*). Каждое из таких состояний (термодинамич. фаз), называемое п о л и м о р ф н о й м о д и ф и к а ц и е й, устойчиво при опред. внеш. условиях (темп-ре и давлении). Различие в структуре обусловливает различие в свойствах полиморфных модификаций данного вещества. П. открыт в 1822 нем. учёным Э. Мичерлихом (E. Mitscherlich). Им обладают нек-рые простые вещества (а л л о т р о п и я) и мн. хим. соединения. Так, две модификации углерода — кубическая (*алмаз*) и гексагональная (графит) — резко различаются по физ. свойствам. Белое олово, имеющее

тетрагональную объёмноцентрир. кристаллич. решётку,— пластичный металл, а серое олово (низкотемпературная модификация) с алмазоподобной тетрагональной решёткой — хрупкий полупроводник. Нек-рые вещества, напр. сера, кремнезём, *вода*, имеют больше чем две полиморфные модификации. П. наблюдается и у *жидких кристаллов*.

Области устойчивости полиморфных модификаций и точки перехода между ними определяются фазовыми диаграммами равновесия, расчёт к-рых основан на вычислении термодинамич. характеристик, а также спектра *колебаний кристаллической решётки* для разл. модификаций.

Структура кристаллич. решётки при $T = 0$ К определяется минимумом внутр. энергии $\mathscr{E}$ системы частиц. При $T > 0$ К структура определяется минимумом свободной энергии U, куда, кроме $\mathscr{E}$, входит энтропийный член TS, связанный с тепловыми колебаниями атомов: $U = \mathscr{E} - TS$, где S — *энтропия*. Для устойчивой низкотемпературной α-фазы зависимость $U(T)$ имеет вид, показанный на рис. Любой др. способ упаковки тех же атомов в кристалле (β-фаза) имеет при $T = 0$ К $U_\beta < U_\alpha$. Это означает, что β-фаза неустойчи-



Изменение свободной энергии U кристалла при изменении взаимного расположения атомов. Минимумы U соответствуют двум кристаллическим модификациям α и β (*а*); зависимость U от температуры (*б*).

ва при низких темп-рах. Однако из-за иного характера тепловых колебаний атомов кривая $U_\beta(T)$ идёт более полого, в точке T_0 она пересекается с кривой U_α и далее идёт ниже. Это означает, что при $T < T_0$ устойчива α-фаза, при $T > T_0$ устойчива β-фаза, и точка T_0 является точкой равновесия фаз.

Фазовый переход 1-го рода менее стабильной модификации в более стабильную связан с преодолением энергетич. барьера, к-рый существенно меньше, если превращение происходит постепенно, путём зарождения и последоват. роста в ней областей новой фазы. Барьер преодолевается за счёт тепловых флуктуаций; поэтому, если вероятность флуктуаций мала, менее устойчивая фаза может длит. время существовать в метастабильном состоянии. Напр., алмаз, области стабильности к-рого соответствуют $T > 1500$ К и давление $p = 10^8$ Па, тем не менее может существовать неограниченно долго при атм. давлении и комнатной темп-ре, не превращаясь в стабильный при этих условиях графит. В др. веществах, напр. в *сегнетоэлектриках* и *сегнетоэластиках*, наоборот, разл. модификации легко и обратимо переходят друг в друга при изменении темп-ры, давления и др., претерпевая при этом структурные фазовые переходы. В окрестности точек таких переходов физ. свойства веществ обычно экстремальны.

Частный случай П.— политипизм, к-рый наблюдается в нек-рых кристаллах со слоистой структурой (глинистые минералы кремния, карбид кремния и др.). Политипные модификации построены из одинаковых слоёв или слоистых «пакетов» атомов и различаются способом и периодичностью наложения таких пакетов.

Полиморфные превращения могут сопровождаться изменением характера хим. связи и свойств. Напр., при высоких давлениях в нек-рых полупроводниках (Ge, Si) перекрытие и перестройка внеш. электронных оболочек атомов приводит к металлич. модификации. При давлении $2 \cdot 10^{11}$ Па возможно возникновение *металлического водорода*, при $5 \cdot 10^{10}$ Па — металлич. Ar, Xe.

Лит.: Верма А., Кришна П., Полиморфизм и политипизм в кристаллах, пер. с англ., М., 1969; Кристиан Дж., Теория превращений в металлах и сплавах, пер. с англ., ч. 1, М., 1978; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978.

А. Л. Ройтбурд.

ПОЛИНОМИА́ЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ (от греч. polýs — многочисленный и лат. nomen — имя) (мультиномиальное распределение) — совместное *распределение* k случайных величин ξ_i, принимающих целые неотрицательные значения r_i, $i = 1,\ldots,k$, $\sum_{i=1}^{k} r_i = N$:

$$P(\xi_1=r_1,\ldots,\xi_k=r_k)=\frac{N!}{r_1!\ldots r_k!}\,p_1^{r_1}\ldots p_k^{r_k},$$

где $N \geqslant k$, $p_i \geqslant 0$, $\sum_{i=1}^{k} p_i = 1$. Ср. значения $M(\xi_i) = Np_i$, дисперсии

$$D(\xi_i)=Np_i(1-p_i), \qquad (1)$$

смешанные вторые моменты

$$D(\xi_i,\xi_j)=-Np_ip_j, \quad i\neq j, \qquad (2)$$

производящая ф-ция

$$G(z_2,\ldots,z_k)=(p_1+p_2z_2+\ldots+p_kz_k)^N.$$

П. р. является обобщением *биномиального распределения* на случай более двух возможных исходов эксперимента. Оно определяет вероятность при N независимых испытаниях получить r_i результатов типа i, если p_i — вероятность i-го исхода в одном испытании.

Характерным примером П. р. является распределение чисел событий в k ячейках *гистограммы*. Т. к. полное число событий N в гистограмме фиксировано и $\sum_{i=1}^{k} r_i = N$, то ранг матрицы вторых моментов $D(\xi_i, \xi_j)$ равен $k-1$. Когда гистограмма содержит много ячеек и $p_i \ll 1$, часто пользуются приближёнными выражениями для (1) и (2):

$$D(\xi_i)\simeq Np_i, \quad D(\xi_i,\xi_j)\approx 0, \quad i\neq j.$$

Лит.: Крамер Г., Математические методы статистики, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Жмурков.

ПОЛИТРО́ПА (от греч. polýs — многочисленный и tróros — поворот, направление) — линия на термодинамич. диаграмме состояний, изображающая обратимый *политропный процесс*.

ПОЛИТРО́ПНЫЙ ПРОЦЕ́СС (политропический процесс) — обратимый термодинамич. процесс при пост. теплоёмкости системы. Линия, изображающая П. п. на термодинамич. диаграмме, наз. политропой. При П. п. кол-во подводимого тепла δQ пропорционально вызываемому тем самым повышению темп-ры dT, следовательно, $\delta Q = C dT$, где C — теплоёмкость при П. п. Для идеального газа внутр. энергия U пропорциональна темп-ре $U = C_V T$, так что, согласно *первому началу термодинамики*, $C = C_V + P(\partial V/\partial T)_C$, где P — давление, V — объём, C_V — теплоёмкость при пост. объёме. Интегрируя полученное ур-ние с учётом ур-ния состояния, находим ур-ние для политропы идеального газа: $PV^m = \text{const}$ или $TV^{m-1} = \text{const}$, где $m = (C_P - C)/(C_V - C)$, C_P — теплоёмкость при пост. давлении. Изменение энтропии при П. п. равно $S_2 - S_1 = \ln(T_2/T_1)$, т. к. $C = T(\partial S/\partial T)_C$.

Частные случаи П. п.: *адиабатический процесс*, $C = 0$, $m = \gamma > 1$, где $\gamma = C_P/C_V$ — коэф. Пуассона; *изотермический процесс*, $m = 1$, $C = \infty$; *изохорный процесс*, $m = \infty$, $C = C_V$; *изобарный процесс*, $m = 0$, $C = C_P$.

Для неидеальных газов показатель m можно приближённо считать постоянным лишь в нек-ром интервале термодинамич. параметров, поэтому П. п. в техн. термодинамике лишь приближённо представляет реальные термодинамич. процессы.

Лит.: Жуковский В. С., Термодинамика, М., 1983; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984.

Д. Н. Зубарев.

ПО́ЛНАЯ СИСТЕ́МА ФУ́НКЦИЙ — см. в ст. *Ортогональная система функций*.

ПО́ЛНОЕ ВНУТРЕ́ННЕЕ ОТРАЖЕ́НИЕ — отражение эл.-магн. излучения (в частности, света) при его падении на границу двух прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_2 из среды с бо́льшим показателем преломления ($n_1 > n_2$) под углом $\geqslant \varphi_{кр}$, где к-рого $\sin\varphi_{кр} = n_2/n_1 = n_{21}$. Наим. угол падения $\varphi_{кр}$, при к-ром происходит П. в. о., наз. предельным (критическим) или углом полного отражения. Впервые П. в. о. описано И. Кеплером (J. Kepler) в 1600. Поток излучения, падающий при углах $\varphi \geqslant \varphi_{кр}$, испытывает полное отражение от границ раздела, целиком возвращается в среду с n_1, т. о. коэф. отражения $R = 1$. В оптически менее плотной среде n_2 в области вблизи границы существует конечное значение эл.-магн. поля, однако поток энергии через границу отсутствует, т. к. перпендикулярная поверхности компонента *Пойнтинга вектора*, усреднённая по времени, равна нулю. Это означает, что энергия проходит через границу дважды (входит и выходит обратно) и распространяется лишь вдоль поверхности среды в плоскости падения. Глубина проникновения излучения в среду n_2 определяется как расстояние, на к-ром амплитуда эл.-магн. поля в оптически менее плотной среде убывает в e раз. Эта глубина зависит от относит. показателя преломления n_{21}, длины волны λ и угла φ. Вблизи $\varphi_{кр}$ глубина проникновения наибольшая, с ростом угла вплоть до 90° плавно спадает до пост. значения.

Поле эл.-магн. излучения в среде n_2 существенно отличается от поля проходящей поперечной волны, т. к. в среде n_2 компонента амплитуды электрич. вектора в направлении распространения волны не равна нулю. Все три компоненты x, y, z амплитуды волны имеют конечные значения при всех углах $\varphi > \varphi_{кр}$ и в области $\varphi_{кр}$ могут значительно превышать по величине нач. значение амплитуды падающей волны (см. *Нарушенное полное внутреннее отражение*).

Процесс распространения эл.-магн. излучения при П. в. о. в случае ограниченных пучков сопровождается

Схема распространения латеральной волны при полном внутреннем отражении вблизи критического угла пучка света с конечным поперечным сечением: *1* — падающий пучок; *2* — геометрически отражённый пучок; *3* — латеральная волна; Д — диафрагма.

продольным и поперечным смещением падающего пучка. Величина продольного смещения d зависит от состояния поляризации пучка, угла падения φ, величины n_{21} и вблизи $\varphi \approx \varphi_{кр}$ равна

$$d_{p,s} = K_{p,s}\frac{n_{21}}{\pi n_1}\cdot\frac{\lambda}{\left(\sin^2\varphi - n_{21}^2\right)^{1/2}}.$$

Для излучения, поляризованного в плоскости падения (p-поляризация), $K_p = 1/n_{21}^2$; для излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (s-поляризация), $K_s = 1$. Величина смещения пучка при П. в. о. коррелирует с глубиной проникновения эл.-магн. излучения в оптически менее плотную среду n_2. Величина смещения d сравнима с глубиной проникновения и по порядку величины близка λ.

При П. в. о. p- и s-компоненты поляризованного излучения испытывают различный по величине сдвиг фаз, поэтому линейно поляризованное излучение после отражения становится эллиптически поляризованным. Разность фаз p- и s-компонент определяется из выражения

$$\operatorname{tg}\frac{\delta}{2} = \frac{\cos\varphi\left(\sin^2\varphi - n_{21}^2\right)^{1/2}}{\sin^2\varphi}.$$

Величина δ имеет минимум в области углов $\varphi_{кр} \approx 90°$. Подбирая подходящий угол падения и значение n_{21}, можно получить сдвиг фаз, равный $\pi/4$; для двух отражений величина сдвига удваивается. Такой приём используется в поляризац. устройствах (призма — ромб Френеля, см. *Поляризационные приборы*) для преобразования линейно поляризованного излучения в круговое.

Вследствие дифракции, обусловленной конечными размерами падающего пучка, при П. в. о. наряду с рассмотренным продольным смещением пучка наблюдается латеральная («побочная») волна, распространяющаяся вдоль поверхности, к-рая играет роль своеобразного волновода (рис.). Латеральная волна возникает при угле, превышающем $\varphi_{кр}$ всего на $\sim 1'$, и распространяется на расстояние, на неск. порядков превышающее величину продольного смещения регулярной волны, имеющей интенсивность, близкую к единице. Интенсивности I_p и I_s пучков отражённой латеральной волны для p- и s-поляризованного излучения уменьшаются вдоль поверхности пропорционально кубу расстояния, на к-рое произошло смещение волны, и относятся между собой как $I_p/I_s \sim (n_1/n_2)^4$. В опыте с гелиево-кадмиевым лазером для границы вода — воздух латеральная волна регистрировалась на расстоянии до 7 см. Для расстояния 3 см и $\lambda = 441{,}6$ нм интенсивность волны составляла $1{,}6\cdot10^{-8}$ от мощности падающего пучка света.

В отличие от селективного отражения металлов, к-рое может быть весьма высоким (но всегда коэф. отражения $R < 1$), при П. в. о. для прозрачных сред $R = 1$ для всех λ и не зависит практически от числа отражений. Следует, однако, отметить, что отражение от механически полированной поверхности из-за рассеяния в поверхностном слое чуть меньше единицы на величину $\sim 2\cdot10^{-5}$. Потери на рассеяние при П. в. о. от более совершенных границ раздела, напр. в волоконных световодах, ещё на неск. порядков меньше. Высокая отражат. способность границы в условиях П. в. о. широко используется в *интегральной оптике*, оптич. линиях связи, *световодах* и оптич. призмах. Высокая крутизна коэф. отражения вблизи $\varphi_{кр}$ лежит в основе измерит. устройств, предназначенных для определения показателя преломления (см. *Рефрактометр*). Особенности конфигурации эл.-магн. поля в условиях П. в. о., а также свойства латеральной волны используются в физике твёрдого тела для исследования поверхностных возбуждённых колебаний (плазмонов, поляритонов), находят широкое применение в спектроскопич. методах контроля поверхности на основе нарушенного П. в. о., *комбинационного рассеяния света*, *люминесценции* и для обнаружения весьма низких значений концентраций молекул и величин поглощения, вплоть до значений безразмерного показателя поглощения $\varkappa \geqslant 10^{-6}$.

Лит.: Брековских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Кизель В. А., Отражение света, М., 1973; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978.

В. М. Золоторев.

ПОЛО́ДИЯ (от греч. pólos — ось, полюс) — 1) при движении (в случае Эйлера) твёрдого тела вокруг неподвижного центра O — кривая, к-рую на поверхности построенного в центре O эллипсоида инерции описывает точка пересечения этой поверхности с мгновенной осью вращения тела (см. *Герполодия*). 2) При плоско-параллельном движении твёрдого тела — то же, что и *центроида*.

ПОЛОЖИ́ТЕЛЬНЫЕ ИО́НЫ — атомы или молекулы газа, лишённые в результате взаимодействий одного или неск. электронов с внеш. оболочки. Вместе с комплексом др. атомов или молекул П. и. могут образовывать *кластерные ионы*. Подробнее см. *Ион*, *Ионизация*.

ПОЛОЖИ́ТЕЛЬНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ — одноосные кристаллы, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча света больше, чем скорость распространения необыкновенного луча (подробнее см. *Кристаллооптика*).

ПОЛОЖИ́ТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ — часть столба *тлеющего разряда* между анодным и фарадеевым тёмными пространствами. В области П. с. электропроводность максимальна, а напряжённость электрич. поля минимальна; объёмный заряд отсутствует. *Ионизация* (прямая или ступенчатая) осуществляется электронным ударом, а уход заряж. частиц (в радиальном направлении) — в осн. *амбиполярной диффузией*. При значениях параметра pd (p — давление газа, d — диам. разрядной трубки), меньших нек-рого критического, скорость ионизации резко падает, а уход заряж. частиц возрастает настолько, что поддержание существования П. с. становится невозможным. Критич. значение pd сильно зависит от рода газа; так, в гелии оно $\sim 10^2$ торр·см, в парах ртути $\sim 10^{-1}$ торр·см. В П. с. при низких давлениях, когда длина свободного пробега ионов $\lambda > d$, осуществляется режим «свободного падения» ионов на стенку. Теория П. с. для такого режима создана И. Ленгмюром (I. Langmuir) и Л. Тонксом (L. Tonks). При давлениях $\sim 10^{-1} \div 10$ торр и $\lambda \ll d$ осуществляется диффузионный режим. Теория П. с. для таких условий создана В. Шоттки (W. Schottky). При дальнейшем повышении p всё большую роль начинают играть объёмные потери заряж. частиц в разл. процессах рекомбинации. С повышением p или тока наблюдается также *контракция газового разряда*. В П. с. в широком диапазоне условий может возникать ионизац. неустойчивость, проявляющаяся в виде *страт*.

Лит. см. при ст. *Тлеющий разряд*. *В. Н. Колесников.*

ПОЛО́НИЙ (Polonium), Po, — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 84; первый хим. элемент, открытый по его радиоакт. свойствам (1898, П. и М. Кюри, P. и M. Curie). Известны изотопы П. ^{204}Po — ^{218}Po. Наиб. устойчив ^{209}Po ($T_{1/2}$ = 102 года), однако его получение в чистом виде сложно, поэтому для практич. целей применяют ^{210}Po (α-радиоактивен, $T_{1/2}$ = 138,39 сут), к-рый является членом естеств. радиоакт. ряда ^{238}U. Конфигурация внеш. электронных оболочек $6s^2p^4$. Энергии последоват. ионизации 8,2; 19,4; 27,3; 38; 57,1; 73 эВ соответственно. Металлич. радиус атома Po 0,153 нм, радиус иона Po^{4+} 0,065 нм, Po^{6+} 0,056 нм. Значение электроотрицательности 2.0.

В свободном виде серебристо-белый металл, существует в двух модификациях: α-Po (кубич. кристаллич. структура, постоянная решётки a = 0,3359 нм) и β-Po (ромбоэдрич. кристаллич. структура с постоянной a = 0,3366 нм и углом α = 98,08°); темп-ра перехода $\alpha \leftrightarrow \beta$ 36 °C (по др. данным, 54 °C), при 18—54 °C обе модификации сосуществуют друг с другом. Плотность α-Po 9,20 кг/дм^3, β-Po — 9,40 кг/дм^3, $t_{пл}$ = 246—254 °C (по разл. данным), $t_{кип}$ = 962 °C, теплоёмкость c_p = 24,6 Дж/моль·К, теплота плавления 12,5 кДж/моль. Уд. электрич. сопротивление 0,42—0,44 мкОм·м (при 0 °C), термич. коэф. линейного расширения $20{,}8 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 180—303 К).

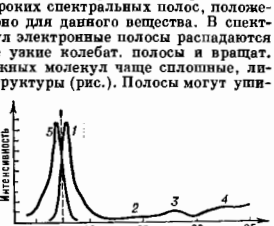
В соединениях проявляет степени окисления —2, +2, +4, +6. С водородом образует летучее соединение. Металлич. П. и его соединения сильно токсичны. ^{210}Po применяют в ампульных источниках нейтронов, а также как источник энергии в атомных батарейках.

С. С. Бердоносов.

ПОЛОСА́ ПРОПУСКА́НИЯ — область частот, в к-рой колебания, проходящие через радиотехн., акустич., оптич. и др. устройства, изменяют свою амплитуду и др. параметры в установленных границах. Для электрич. цепей в пределах П. п. сопротивление цепи (в зависимости от её типа) близко к своему макс. или мин. значению (напр., параллельно или последовательно включённый колебат. контур). П. п.— важная характеристика резонансных систем, фильтров и др. В радиотехнике принято оценивать ширину П. п. по определ. уровню (обычно $1/\sqrt{2}$) амплитудно-частотной характеристики цепи относительно её макс. значения. П. п. одиночного контура зависит от потерь энергии в контуре, а в системе контуров (фильтре) определяется степенью связи (обменом энергии) между отд. контурами системы.

С. Ф. Литвак.

ПОЛОСА́ТЫЕ СПЕ́КТРЫ — оптич. спектры молекул и кристаллов. Возникают при электронных переходах в молекулах или межузлиях переходах в кристаллах. П. с. состоят из широких спектральных полос, положение к-рых характерно для данного вещества. В спектрах простых молекул электронные полосы распадаются на более или менее узкие колебат. полосы и вращат. линии. Полосы сложных молекул чаще сплошные, лишены дискретной структуры (рис.). Полосы могут уши-



Спектры родамина С в глицерине: *1* — длинноволновая интенсивная полоса поглощения; *2—4* — полосы поглощения; *5* — полоса люминесценции; $\nu_{эл}$ — частота чисто электронного поглощения.

ряться при разл. воздействиях на вещество (напр., доплеровское уширение при росте темп-ры). Исследования П. с. молекул и кристаллов позволяют получать информацию об их строении (см. *Молекулярные спектры*, *Спектры кристаллов*).

ПОЛОСКО́ВЫЕ ЛИНИИ — линии передачи, содержащие проводники в виде одной или неск. полосок, расположенных в воздухе (воздушные П. л., рис. 1, *а*, *б*) либо нанесённых на диэлектрик (рис. 1, *в* — *д*), наз. подложкой. Иногда в качестве подложки применяют феррит или полупроводник. Воздушные П. л. чаще используют в диапазоне частот 1—100 МГц, а П. л., нанесённые на диэлектрик,— до 100 ГГц. Наиб. распространены П. л., у к-рых одна поверхность подложки полностью металлизирована (микрополосковые линии, рис. 1, *в*, *г*). Они обеспечивают простое соединение

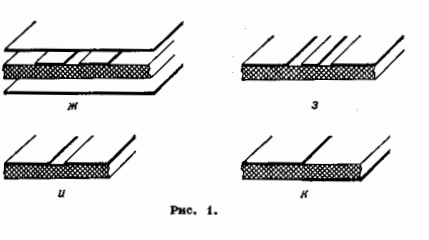


Рис. 1.

активных элементов *интегральных схем* (ИС) с подложкой через металлизиров. отверстия в ней; применяются вплоть до миллиметрового диапазона волн. В миллиметровом диапазоне чаще используются подвешенные (рис. 1, *д*, *ж*) и обращённая (рис. 1, *е*) линии.

Электрич. свойства П. л. характеризуются волновым сопротивлением $Z_в$, коэф. замедления n (см. *Замедляющая система*) и коэф. затухания α. Подвешенные и обращённые П. л. отличаются от др. П. л. тем, что сторона подложки, противоположная полоскам, не металлизирована; они обладают меньшими потерями энергии в проводниках, чем микрополосковые линии, допускают передачу большей мощности. Волновые сопротивления и коэф. замедления этих линий зависят от расстояний между диэлектриком и экранами, что используют для перестройки устройств на П. л. и для выравнивания скоростей чётных и нечётных волн в связанных линиях (рис. 1, *ж*). Такое выравнивание необходимо для создания широкополосных направленных ответвителей.

К П. л. относятся копланарная (рис. 1,*з*) и щелевые (рис. 1,*и*) линии. Все проводящие полоски этих линий расположены с одной стороны подложки. Поэтому они допускают монтаж активных элементов, в т. ч. соединение с «землёй», с одной стороны подложки и удобны для создания монолитных ИС. В сочетании с П. л., нанесёнными на др. сторону подложки, они существенно расширяют возможности создания разл. конструкций ИС.

В П. л. могут существовать разл. типы волн, отличающиеся распределением поля и тока по ширине полоски. Их дисперсионные характеристики (сплошные линии) представлены на рис. 2. Осн. тип волны (кри-

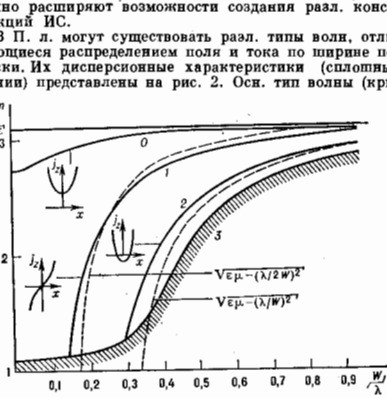


Рис. 2.

вая *0*) наз. квази-ТЕМ-волной, поскольку эта волна, как и ТЕМ-волна, может распространяться в диапазоне длин волн $0 < \lambda < \infty$, поперечные компоненты эл.-магн. поля в ней существенно больше, чем продольные (в ТЕМ-волне продольные компоненты поля отсутствуют; см. *Волновод металлический*), а при достаточно больших длинах волн ($\lambda > 16h\sqrt{\varepsilon\mu}$ и $\lambda > 8W\sqrt{\varepsilon\mu}$) она описывается *телеграфными уравнениями*. Здесь ε и μ — относительные электрич. и магн. проницаемости материала подложки, W — ширина полоски, h — толщина подложки. По мере уменьшения λ (роста частоты) коэф. замедления всех типов волн стремится к величине $\sqrt{\varepsilon\mu}$, соответствующей волне, к-рая распространяется в среде, имеющей те же параметры, что и подложка П. л. Рост замедления связан с тем, что по мере увеличения частоты эл.-магн. поле сосредоточивается в диэлектрике. Наиб. быстрый рост замедления квази-ТЕМ-волны происходит вблизи частот, при к-рых в подложке укладывается четверть волны ($\lambda = 4h\sqrt{\varepsilon\mu}$), а на ширине полоски — полволны ($\lambda = 2W\sqrt{\varepsilon}$). Квази-ТЕМ-волна полностью определяется погонными индуктивностью L, ёмкостью C, сопротивлением проводника R, проводимостью подложки G. Через эти параметры определяются такие величины, как коэф. замедления $n = c\sqrt{LC}$ (здесь c — скорость света в свободном пространстве), волновое сопротивление $Z_в = \sqrt{L/C}$, затухание $\alpha = 4{,}34(R/Z_в + Z_вG)$. Часто при $\mu = 1$ в области частот, для к-рой справедливы телеграфные ур-ния, вместо коэф. замедления используют эфф. диэлектрич. проницаемость $\varepsilon_{эф} = n^2$, поскольку в этой области $n^2 = C/C_1$, где C_1 — погонная ёмкость П. л. в отсутствие подложки. Дисперсионные характеристики $n(W/\lambda)$ высших типов волн в П. л. близки к дисперсионным характеристикам волн в диэлектрич. волноводе. Эти типы волн используются для создания на основе П. л. высокодобротных резонаторов. Поле в П. л. локализовано вблизи проводящей полоски, если коэф. замедления волн в П. л. (рис. 2, кривые *0*, *1*, *2*) выше, чем в двуслойном волноводе (рис. 2, кривая *3*). В противном случае возможно излучение волны полоской, т. е. трансформация волны в П. л. в волну двуслойного волновода. Излучение возможно также на неоднородностях в П. л. (поворотах, разрывы, навесные элементы и т. п.). Область значений n, лежащая выше кривой *3*, наз. областью дискретного спектра, а ниже — областью непрерывного спектра, поскольку в последнем случае коэф. замедления и длины волн (частоты) могут принимать любые значения.

П. л. отличаются от др. линий передачи малыми габаритами и простотой изготовления; допускают применение планарной технологии (напыление, фотолитография и т. п.), поэтому удобны для создания ИС как в качестве линий передачи эл.-магн. энергии, так и в качестве элементов СВЧ-устройств (резонаторов, фильтров, линий задержки, направленных ответвителей и др.).

Лит.: Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т., Полосковые линии передачи, 2 изд., М., 1980; Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств, под ред. В. И. Вольмана, М., 1982; Гупта К., Гардж Р., Чадха Р., Машинное проектирование СВЧ-устройств, пер. с англ., М., 1987.

Р. А. Сильчук.

ПОЛОСТЬ РОША — пространственная область, определяющая макс. размеры стационарной вращающейся звезды (одиночной или в двойной системе). Границей П. Р. является т. н. критич. эквипотенциальная поверхность, на к-рой эфф. сила притяжения (см. ниже) обращается в нуль (хотя бы в одной точке). П. Р. названа по имени Э. А. Роша (E. A. Roche), исследовавшего фигуры равновесия тел вращения (1849—51). Большое значение понятие П. Р. приобрело во 2-й пол. 20 в. в связи с задачами экваториального истечения из быстровращающихся одиночных звёзд, а также перетекания вещества с одной компоненты на другую в *тесных двойных звёздах* на поздних стадиях их эволюции.

Поверхность стационарной вращающейся звезды совпадает с нек-рой эквипотенциальной поверхностью. Эфф. потенциал Φ на поверхности одиночной вращающейся звезды определяется суммой гравитац. $\Phi_г$ и центробежного $\Phi_ц$ потенциалов. Вращение нарушает сферически-симметричное распределение массы в звезде. Однако для большинства обычных звёзд из-за сильной концентрации вещества к центру обусловленные вращением отличия гравитац. потенциала от сферически-симметричного малы. Поэтому $\Phi_г$ на поверхности таких звёзд мало отличается от потенциала точечной массы: $\Phi_г = -GM/R$ (M — масса звезды, R — расстояние от центра звезды). При вращении о нек-рой угл. скоростью ω (не зависящей от координат) центробежный потенциал $\Phi_ц = -(1/2)\omega^2R^2\sin^2\theta$ (θ — полярный угол). Т. о., форма стационарной вращающейся звезды (рис. 1) определяется одной из эквипотенциальных поверхностей

$$\Phi(R,\theta) = -\frac{GM}{R} - \frac{1}{2}\omega^2R^2\sin^2\theta = C.$$

На экваторе критич. эквипотенциальной поверхности ($\theta = 90°$, $R = R_э$) сила притяжения на единицу массы,

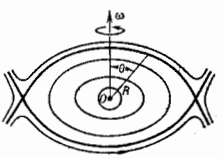


Рис. 1. Вид сечений эквипотенциальных поверхностей одиночной вращающейся звезды плоскостью, проходящей через ось вращения. Критическая эквипотенциаль выделена полужирной линией, O — центр масс звёзд.

равная $-GM/R_э^2$, уравновешена центробежной силой $\omega^2 R_э$ (т. е. эфф. сила притяжения $F = -\nabla\Phi = 0$), и постоянная $C = -({}^3/_2)GM/R_э$. На полюсе ($\theta = 0$, $R = R_п$), где центробежная сила отсутствует, $GM/R_п = ({}^3/_2)GM/R_э$. Максимально возможное отношение экваториального $R_э^*$ и полярного $R_п^*$ радиусов звезды, заполняющей П. Р., $R_э^*/R_п^* = R_э/R_п = {}^3/_2$. С уменьшением размеров звезды (относительно П. Р.) $R_э^*/R_п^* \to 1$. Угл. скорость вращения стационарной звезды не может превышать величины $\omega_к = (GM/R_э^*)^{1/2}$, иначе у неё начнётся экваториальное истечение вещества. Однако не все звёзды могут быть ускорены к.-л. из известных механизмов до $\omega = \omega_к$. Так, в рамках моделей нейтронных звёзд со слабой концентрацией массы к центру (с «жёстким» ур-нием состояния) устойчивость звезды нарушается при $\omega < \omega_н$.

Понятие эквипотенциальных поверхностей и П. Р. можно ввести также и для системы двух звёзд, обращающихся вокруг общего центра тяжести по круговым орбитам с пост. угл. скоростью ω. В неинерциальной системе координат, вращающейся с той же угл. скоростью, эфф. потенциал стационарен и определяется суммой гравитац. потенциалов обеих компонент и центробежного потенциала:

$$\Phi(R,\theta,\varphi) = -\frac{GM_1}{R_1(R,\theta,\varphi)} - \frac{GM_2}{R_2(R,\theta,\varphi)} - \frac{1}{2}\omega^2 R^2 \sin^2\theta,$$

где R_1, R_2 и M_1, M_2 — расстояния от центров и массы звёзд, R, θ, φ — сферич. координаты (центр системы — в центре масс, ось $\theta = 0$ параллельна ω), предполагается синхронность вращения (угл. скорость вращения звёзд равна ω).

Эквипотенциальные поверхности, $\Phi = C$, при больших значениях модуля $C(C = C_1)$ состоят из окружающих каждую массу почти концентрич. сфер и одной внеш. поверхности, по форме близкой к круговому цилиндру (рис. 2). С уменьшением $|C|$ размеры эквипотенциальных поверхностей возрастают, они деформируются, превращаясь в вытянутые навстречу друг другу фигуры, и при нек-ром значении $C = C_3$ имеет место пересечение этих фигур. Точка пересечения (L_1) наз. внутр. либрац. точкой Лагранжа. Эквипотенциальная поверхность, проходящая через L_1, наз. критической и определяет П. Р. каждой из компонент двойной системы. Поверхности звёзд должны совпадать с одной из внутр. эквипотенциалей. При заполнении одной из компонент своей П. Р. начинается интенсивное перетекание вещества на соседнюю компоненту.

Рис. 2. Вид сечений эквипотенциальных поверхностей и двойной звёздной системе плоскостью, проходящей через центры масс компонент и ортогональной оси вращения системы. Критическая эквипотенциаль выделена полужирной линией, φ — азимутальный угол, O — центр масс системы. Внешние эквипотенциали, соответствующие $C = C_2$, C_3, не показаны.

В зависимости от соотношения между размерами компонент и П. Р. существует классификация двойных звёздных систем: разделённые системы, у к-рых обе компоненты находятся внутри П. Р.; полуразделённые системы, у к-рых одна из компонент заполняет свою П. Р.; контактные системы — обе компоненты заполняют свои П. Р. В процессе эволюции звёзд одна и та же двойная система может переходить из одного класса в другой.

В полуразделённых и контактных системах наблюдаются газовые потоки, движение к-рых определяется структурой эквипотенциальных поверхностей вне П. Р. С дальнейшим уменьшением $|C|(C = C_3)$ две внутр. эквипотенциальные поверхности за П. Р. сливаются в одну гантелеподобную фигуру и при нек-ром значении $C = C_2$ наступает пересечение этой фигуры с внеш. эквипотенциальной поверхностью в либрац. точке L_2, к-рая находится за менее массивной компонентой на линии, соединяющей центры масс звёзд. Если вещество газовых потоков обладает достаточной кинетич. энергией, то прежде всего она начнёт уходить из системы через окрестности L_2.

При ещё меньших значениях $|C|(C = C_5)$ наступает пересечение эквипотенциальных поверхностей с внеш. стороны более массивной компоненты в точке L_3, после чего эквипотенциальные поверхности разделяются на две фигуры ($C = C_6$), расположенные «выше» и «ниже» линии, соединяющей центры масс. Наконец, при нек-ром значении C эти фигуры вырождаются в две точки L_4 и L_5, носящие назв. треугольных либрац. точек Лагранжа. При любом отношении масс компонент эти точки образуют с центрами масс звёзд равносторонние треугольники $L_4M_1M_2$ и $L_5M_1M_2$. Положение точек L_1, L_2, L_3 на линии, соединяющей центры компонент, зависит от отношения масс. Все либрац. точки являются точками относит. равновесия, т. к. в них $\nabla\Phi = 0$. L_1, L_4, L_5 — точки неустойчивого равновесия. В линейном приближении равновесие в точках L_4, L_5 устойчиво при условии $27M_1M_2 < (M_1 + M_2)^2$.

В системе двух звёзд, обращающихся друг относительно друга по эллиптич. орбитам, гравитац. поле переменно и стационарные эквипотенциальные поверхности отсутствуют. Макс. размеры звёзд здесь ограничены началом истечения вещества под действием переменных приливных сил в момент прохождения периастра.

Лит.: Мультон Ф., Введение в небесную механику, пер. с англ., М.—Л., 1936; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

В. И. Шахура.

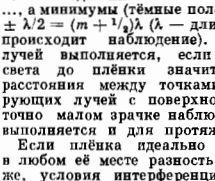
ПОЛОСЫ РАВНОГО НАКЛОНА — чередующиеся тёмные и светлые полосы (интерференционные полосы), возникающие при падении света на плоскопараллельную пластину в результате интерференции лучей, отражённых от верхней и нижней её поверхностей и выходящих параллельно друг другу. Монохроматич. свет с длиной волны λ от точечного источника S (рис.), находящегося в среде с показателем преломления n, падает на пластину толщиной h и с показателем преломления n'; при отражении луча SA от верхней и нижней граней образуются параллельные лучи AD и CE. Оптич. разность хода между такими лучами $\Delta L = n'(AB + BC) - nAN = 2n'h\cos\theta'$, а соответствующая разность фаз $\delta = (4\pi h/\lambda)n'\cos\theta'$. С учётом сдвига фаз на

π при отражении $\delta = (4\pi h/\lambda)\sqrt{n'^2 - n^2\sin^2\theta'} + \pi$, т. е. при постоянстве h и λ разность фаз δ определяется наклоном лучей относительно пластины: при равном наклоне и разность фаз постоянна. Чтобы лучи AD и CE интерферировали, необходимо их совмещение, что достигается для параллельных лучей в бесконечности. Наблюдаются они при аккомодации глаз на бесконечность или с помощью линзы, в фокусе к-рой помещают экран. Разность фаз δ не связана с положением источника света: лучи, испущенные соседней точкой источника и отражённые под тем же углом θ, будут иметь ту же разность фаз, а при проецировании на экран попадут в ту же точку. Поэтому при использовании протяжённого источника полосы оказываются столь же отчётливыми, как и с точечным источником. Если оптич. ось пучка света нормальна к пластинке ($\theta = 0$), то П. р. н. приобретают вид концентрич. колец, что используется в частности в *интерферометре Фабри — Перо*, полосы на выходе к-рого — пример П. р. н. Благодаря большому отношению $n'h/\lambda$ у интерферометра Фабри — Перо небольшие изменения λ ведут к большому изменению δ, что позволяет использовать интерферометр Фабри — Перо как спектральный прибор высокой разрешающей силы либо как частотный фильтр в *открытом резонаторе*.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985.

А. П. Гагарин.

ПОЛОСЫ РА́ВНОЙ ТОЛЩИ́НЫ — интерференц. полосы, наблюдаемые при освещении тонких оптически прозрачных слоёв (плёнок) переменной толщины пучком параллельных лучей и обрисовывающие линии равной *оптической толщины*. П. р. т. возникают, когда интерференц. картина локализована на самой плёнке. Разность хода между параллельными монохроматич. лучами, отражёнными от верхней и нижней поверхностей плёнки (рис.), равна $\Delta L = 2nh\cos\theta$ (n — показатель преломления плёнки, h — её толщина, θ — угол преломления). Учитывая изменение фазы на π при отражении от одной из поверхностей плёнки, получим, что максимумы интенсивности (светлые полосы) возникают при разности хода $\Delta L' = 2nh\cos\theta \pm \lambda/2 = m\lambda$, $m = 0,1, 2, \ldots$, а минимумы (тёмные полосы) — при $\Delta L' = 2nh\cos\theta \pm \pm \lambda/2 = (m + {}^1/_2)\lambda$ (λ — длина волны света, в к-ром происходит наблюдение). Условие параллельности лучей выполняется, если расстояние от источника света до плёнки значительно больше $2h\sin\theta$ — расстояния между точками пересечения интерферирующих лучей с поверхностью плёнки. При достаточно малом зрачке наблюдат. прибора это условие выполняется и для протяжённого источника.



Если плёнка идеально одинаковой толщины, то в любом её месте разность хода ΔL будет одна и та же, условия интерференции будут одинаковыми по всей плёнке, что приведёт к одинаковому по всей площади плёнки оптич. эффекту — ослаблению либо усилению света, а никакие интерференц. полосы не возникнут. На идеальной плоскопараллельной пластине интерференц. полосы возникают при др. схеме наблюдения (см. *Полосы равного наклона*). Если же толщина плёнки немного меняется от точки к точке, то интерференц. полосы будут располагаться вдоль участков плёнки с одинаковыми разностями хода ΔL, т. е. с одинаковыми значениями толщины плёнки h (что и определило их назв.).

Примером регулярных П. р. т., образующихся в воздушном зазоре между двумя сферич. поверхностями или сферой и плоскостью, являются *Ньютона кольца*.

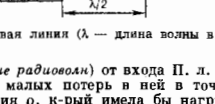
При освещении белым светом разл. толщинам h будут соответствовать разл. λ, для к-рых слой обладает наиб. прозрачностью и наим. отражат. способностью. Это создаёт при малых h радужную окраску тонких плёнок (мыльных пузырей, масляных и бензиновых пятен).

П. р. т. используют для определения микрорельефа тонких пластинок и плёнок. П. р. т., возникающие в воздушном зазоре между пробным стеклом и испытуемой поверхностью, характеризуют отклонение испытуемой поверхности от эталонной. Такие измерения обычно ведутся при падении света на поверхность, близком к нормальному. При этом условие для тёмной полосы при $\cos\theta = 1$ преобразуется в $h = m\lambda/2$. Т. о., расстояние между соседними тёмными (или светлыми) полосами соответствует изменению толщины зазора на $\lambda/2$, т. е. при наблюдении в видимом свете $\sim 0{,}3$ мкм.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

А. П. Гагарин.

ПОЛУВОЛНОВА́Я ЛИ́НИЯ — отрезок *линии передачи* (*волновода*, двухпроводной линии, коаксиального кабеля), длина к-рого равна целому числу полуволн в линии. Если нагрузка 1, частично поглощающая и отражающая падающую волну, подключена к к.-л. устройству 2 через П. л. 3 (рис.), то коэф. отражения



Полуволновая линия (λ — длина волны в линии).

(см. *Отражение радиоволн*) от входа П. л. $\rho_{вх}$ в случае пренебрежимо малых потерь в ней в точности равен коэф. отражения ρ, к-рый имела бы нагрузка 1, подключённая к устройству 2 непосредственно. П. л. как бы переносит без изменения свойства нагрузки на нек-рое расстояние. Эта особенность П. л. объясняется тем, что при распространении по ней от входа к выходу и обратно эл.-магн. волна приобретает дополнит. сдвиг фазы, равный $2n\pi$, так что комплексные коэф. отражения от входа и от выхода оказываются одинаковыми. П. л. применяется как составной элемент разл. ВЧ- и СВЧ-устройств, *антенн* и др.

И. В. Иванов.

ПОЛУВОЛНОВО́Й ВИБРА́ТОР (полуволновой диполь) — простейшая приёмная и передающая *антенна*, гл. обр. в области *коротких волн* и *ультракоротких волн*. Представляет собой проводящий стержень, длина к-рого близка к половине длины волны излучаемых или принимаемых колебаний. Для связи с генератором или приёмником в ср. части стержня делается разрыв, к к-рому подключается *фидер*. П. в. можно упрощённо рассматривать как четвертьволновый отрезок разомкнутой двухпроводной линии, проводники к-рой разделены на угол 180° (см. *Линии передачи*). При этом в идеальном П. в. (без потерь) ток распределён по длине по закону $I(z) = I_0\cos\pi z/l$, где l — длина П. в., а I_0 — ток в пучности (в месте подключения питающей линии). Эл.-магн. поле в ближней зоне П. в. распределено так, что преимуществ. излучение или приём имеет место в плоскости xy (перпендикулярной оси П. в. Oz и проходящей через его центр O). Линии электрич. поля располагаются в плоскостях, пересекающихся по оси Oz, а линии магн. поля образуют окружности с центрами на оси Oz, лежащие в перпендикулярных плоскостях. *Диаграмма направленности* П. в. представляет собой поверхность тела вращения относительно Oz и описывается в любом аксиальном сечении выражением $G = \cos\varphi$, где φ — угол между плоскостью преимуществ. излучения и лучом из центра П. в. *Сопротивление излучения* П. в. равно ~ 73 Ом. Потери, связанные с проводимостью, в П. в. обычно пренебрежимо малы, так что согласованный с фидером П. в. излучает практически всю подводимую энергию,

и его кпд весьма высок (более 90%). П. в. применяется обычно как активный диполь, образующий в разл. сочетаниях с системой пассивных диполей мн. типы антенн с направленным излучением. *И. В. Иванов.*

ПОЛУМАГНИ́ТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ (разбавленные магнитные полупроводники) — полупроводниковые тв. растворы, в к-рых осн. диамагн. кристаллич. решётка содержит нек-рое кол-во парамагн. примесных атомов. Концентрация последних не слишком велика, так что диполь-дипольное взаимодействие между их магн. моментами M мало. При этом расстояние между примесными атомами значительно больше постоянной решётки a, и они, в нек-ром приближении, подобны атомам идеального газа с магн. восприимчивостью χ, подчиняющимся *Кюри закону*. В роли магн. примесных атомов могут выступать атомы *переходных элементов*, *лантаноидов* и *актиноидов*, имеющие нескомпенсиров. электронный спин на f- или d-оболочках (см. *Парамагнетик*). Обменные эффекты при взаимодействии электронов проводимости или дырок с магн. примесными атомами приводят к возможности магн. фазовых превращений.

Наиб. изучены соединения типа $A^{II}_{1-x}M_xB^{VI}$ и $A^{IV}_{1-x}M_xB^{VI}$ (где A^{II} — Cd, Zn, Hg; A^{IV} — Sn, Pb, Ce; B^{VI} — S, Se, Te; M — Mn, Fe, Eu), имеющие структуру ZnS, вюрцита и NaCl. Магн. ионы в этих П. п. (M) не создают состояний в запрещённой зоне полупроводника (рис. 1) (или вблизи точки вырождения

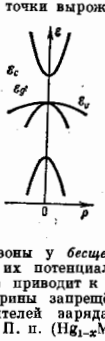


Рис. 1. Зонная диаграмма полупроводника InSb; $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны; $\mathscr{E}_c$ — дно зоны проводимости; $\mathscr{E}_v$ — потолок валентной зоны.

зоны проводимости и валентной зоны у *бесщелевых полупроводников*), однако отличие их потенциала от потенциала замещённых ими ионов приводит к изменению электронного спектра [ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ (щели), эфф. массы носителей заряда m]. Наиб. исследованы как бесщелевые П. п. ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x < 0{,}07$ и $Hg_{1-x}Mn_x$ Se при $x < 0{,}06$), так и П. п. с узкой и широкой запрещёнными зонами ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0{,}07$, $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Zn_{1-x}Mn_xSe$).

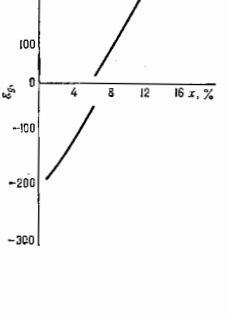


Рис. 2. Зависимость ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ (в мэВ) у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (вверху) и у бесщелевого полупроводника $Hg_{1-x}Mn_xSe$ (внизу) от содержания Mn.

Зависимости $\mathscr{E}_g$ от T и x для тв. растворов полупроводников $A^{II}B^{VI}$ хорошо описываются эмпирич. ф-лами (рис. 2):

$$Hg_{1-x}Mn_xTe\begin{cases}\mathscr{E}_g=-0{,}305+0{,}55T+4{,}4x\,(10^{-3}\text{эВ}),\\ \dfrac{\partial\mathscr{E}_g}{\partial T}=5{,}5\cdot10^{-4}(\text{эВ/К}),\end{cases}$$

$$Hg_{1-x}Mn_xSe\begin{cases}\mathscr{E}_g=-0{,}27+4{,}4x(\text{эВ}),\\ \dfrac{\partial\mathscr{E}_g}{\partial T}=8\cdot10^{-4}(\text{эВ/К}).\end{cases}$$

Возможность варьировать в широких пределах состав П. п. (изменять x) позволяет плавно перестраивать электронную структуру от бесщелевого инверсного спектра до обычного ($\mathscr{E}_g > 0$).

Энергетический спектр зонных носителей заряда. Специфич. свойства П. п. обусловлены обменным взаимодействием зонных носителей заряда с электронами магн. ионов. Гамильтониан этого взаимодействия

$$\hat{\mathscr{H}}_{\text{обм}} = \hat{s}\sum_{R_i}\hat{S}_i J(r-R_i), \qquad (1)$$

где $\hat{s}$, $\hat{S}_i$ — спиновые операторы зонных носителей и локализов. магн. моментов, $J(r-R_i)$ — интеграл *обменного взаимодействия* зонных носителей с электронами магн. ионов (r — пространств. координата); суммирование ведётся по всем узлам (R_i), занятым магн. ионами. Т. к. зонные носители взаимодействуют с большим числом локализов. магн. моментов, то $\hat{S}_i$ можно заменить его термодинамич. средним $\langle S_i\rangle$, а суммирование по R_i — суммированием по всем узлам, умножив сумму в (1) на долю узлов, занятых магн. ионами. При этом энергетич. спектр носителей в П. п. вблизи краёв разрешённых зон ($\mathscr{E}_c$ и $\mathscr{E}_v$) можно получить, добавив к гамильтониану, записанному в $\hat{k}\hat{p}$-приближении $\hat{\mathscr{H}}_{\text{обм}}$. В отсутствие магн. поля $\langle S_i\rangle = 0$, $\hat{\mathscr{H}}_{\text{обм}} = 0$ и энергетич. спектр П. п. аналогичен спектру соответствующего обычного полупроводника. В магн. поле энергия обменного взаимодействия $\mathscr{E}_{\text{обм}} \neq 0$, что приводит к перестройке энергетич. спектра носителей заряда. В полупроводниках с достаточно широкой запрещённой зоной энергетич. интервалы между соседними *Ландау уровнями* (орбитальное квантование энергии носителей) удовлетворяют условию $\hbar\omega_c \ll \mathscr{E}_{\text{обм}}$ ($\omega_c = eH/mc$ — *циклотронная частота*). Тогда можно пренебречь орбитальным квантованием носителей, и обменное взаимодействие приводит лишь к аномально большому спиновому расщеплению зонных состояний. В узкощелевых и бесщелевых полупроводниках ($\hbar\omega_c \geqslant \mathscr{E}_{\text{обм}}$) перестройка спектра значительно сложнее. Возникают особенности квантования Ландау в магн. поле. Напр., могут наступить вырождение и даже инверсия спиновых подуровней, относящихся к разным уровням Ландау. Особенно сильно обменное взаимодействие сказывается на положении низшего электронного ($\mathscr{E}_c$) и высшего валентного ($\mathscr{E}_v$) уровней, к-рые при увеличении H могут перекрыться. К такому же эффекту приводит увеличение содержания Mn при фиксированных H и темп-ры T. Так, бесщелевой полупроводник $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при включении магн. поля становится *полуметаллом* (происходит перекрытие зоны проводимости и валентной зоны), а при дальнейшем увеличении H в нек-ром поле H_1 он превращается в обычный полупроводник со щелью (рис. 3).

Магнитные свойства П. п. существенно отличаются от свойств *магнитных полупроводников*. Они зависят от концентрации магн. ионов (x) и темп-ры (T). На фазовой диаграмме x — T есть 3 области: парамагнитная, т. н. область спинового стекла и антиферромагнитная (рис. 4). В парамагн. области, к-рая соответст-

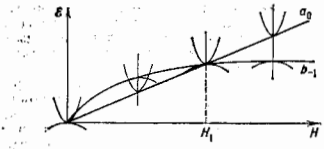


Рис. 3. Зависимость положения верхнего уровня валентной зоны b_{-1} и нижнего уровня зоны проводимости a_1 от магнитного поля в бесщелевом полупроводнике $Hg_{1-x}Mn_xTe$.

вует малым x или высоким T, намагниченность I описывается т. н. ф-цией Бриллюэна $B(y)$:

$$I \infty -s_0 xB\left[\frac{MH}{k(T+T_0)}\right], \qquad (2)$$

$$B(y)=\frac{2s_0+1}{s_0}\operatorname{cth}\left(\frac{2s_0+1}{s_0}y\right)-\frac{1}{2s_0}\operatorname{cth}\frac{y}{2s_0}.$$

Здесь s_0, T_0 — феноменологич. параметры, учитывающие отличие I от намагниченности идеального парамагнетика, к-рое обусловлено взаимодействием (обычно антиферромагнитным) соседних магн. ионов или более сложных комплексов.

При низких темп-рах и значит. x в П. п. наблюдается переход в фазу *спинового стекла* (напр., в $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0{,}17$; рис. 4). В бесщелевых П. п.

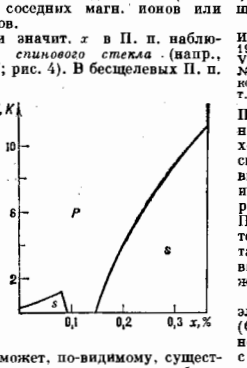


Рис. 4. Фазовая $(T-x)$ диаграмма магнитного состояния $Hg_{1-x}Mn_xTe$; P — парамагнитная фаза, S — область спинового стекла.

область спинового стекла может, по-видимому, существовать и при малых x, что связано с *косвенным обменным взаимодействием* маги. ионов через электроны проводимости. Антиферромагн. фаза обнаружена лишь в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0{,}6$.

Локализованные состояния. Как и обычные полупроводники, П. п. могут быть легированы как донорами, так и акцепторами. Энергии локализованных примесных состояний в П. п. определяются не только кулоновским взаимодействием с потенциалом поля примесного центра, но и обменным взаимодействием с локализованными магнитными моментами, расположенными внутри боровского радиуса примесного центра. Такое локализов. состояние наз. *связанным магнитным поляроном*. Вклад обменного взаимодействия в энергию локализов. состояния зависит от концентрации магн. ионов (x), темп-ры (T) и магн. поля (H). В узкощелевых и бесщелевых П. п. зависимость энергии ионизации мелких примесей от H связана также со спецификой квантования зонных состояний (см. выше). Т. о., в П. п. энергия ионизации примесей, а следовательно, и кинетич. явления значительно сильнее зависят от H и T, чем в обычных полупроводниках.

Кинетические явления. Наиб. ярким проявлением роли обменного взаимодействия электронов с локализов. маги. ионами является гигантское отрицат. *магнетосопротивление* $\Delta\rho(H)$, наблюдаемое в узкощелевых П. п. p-типа (ρ уменьшается на 5—7 порядков в полях $H \sim 4$—5 Тл). Уменьшение ρ в магн. поле в ряде случаев сопровождается фазовым переходом полупроводник — металл (см. *Переход металл — диэлектрик*). Этот переход обусловлен уменьшением энергии ионизации акцепторных примесей и ростом радиуса волновой ф-ции акцепторных состояний в магн. поле из-за специфики квантования валентной зоны П. п. и раагрушения состояний связанного маги. полярона. Др. особенность кинетич. явлений в П. п.— немонотонная зависимость амплитуды осцилляций Шубникова — де Хааза от H и T, обусловленная разл. вкладом обменного взаимодействия в энергию разных спиновых подуровней Ландау (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле).

Оптические свойства. Специфика анергетич. спектра свободных и локализов. состояний носителей заряда в П. п. приводит к особенностям оптич. и магн.-оптич. явлений. В П. п. наблюдаются гигантский *Фарадея эффект* при энергиях фотонов, близких к энергии края фундам. поглощения (в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ *Верде постоянная* достигает 36000 град/см·Тл), сильная зависимость от маги. поля стоксовского сдвига в спектрах *комбинационного рассеяния света* и расщепления линий поглощения свободных и связанных *экситонов*.

Лит.: Ляпилин И. И., Цидильковский И. М., Узкощелевые полумагнитные полупроводники, «УФН», 1985, т. 146, с. 35; Brandt N. B., Moschalkov V. V., Semimagnetic semiconductors, «Adv. Phys.», 1984, т. 33, № 3, p. 193; Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в больцмановских газах, «УФН», 1986, т. 148, в. 3, с. 433.

Г. М. Миньков, И. М. Цидильковский.

ПОЛУМЕТА́ЛЛЫ — металлы, обладающие аномально малым числом (10^{-2} — 10^{-3}) носителей заряда, приходящихся на один атом вещества. П. обладают всеми свойствами *металлов* при ниаких темп-рах T (наличием вырожденной системы носителей заряда, постоянством их концентрации вплоть до темп-р $T = 0$ К, характером электропроводности). С др. стороны, ряд свойств П. делает их похожими на *полупроводники*: значительно более ниакая электропроводность, чем у металлов; заметное возрастание числа носителей при повышении темп-ры. П. занимают промежуточное положение между металлами и полупроводниками.

П. являются элементы V группы периодич. системы элементов (As, Sb, Bi), графит и нек-рые соединения (GeTe и др.). Все П. имеют одинаковое число электронов и дырок и относятся к компенсиров. металлам с чётным числом валентных электронов, приходящихся на элементарную ячейку кристалла.

Полуметаллич. состояние у элементов V группы возникает вследствие структурной неустойчивости металла с простой кубич. решёткой, являющегося своеобразной «прафазой» П. Этот «прародитель» обладает *фермиповерхностью* с большими плоскими участками, размеры к-рых сопоставимы с размерами *Бриллюэна зоны*. При яормальных давлениях термодинамически более выгодной оказывается слабо искажённая ромбоэдрич. структура с удвоеиным периодом в направлении одной из пространств. диагоналей исходного куба. Переход к искажённой структуре подобен *Пайерлса переходу* в одномерных металлах (см. *Квазиодномерные соединения*). При высоких давлениях p металлич. прафаза оказывается устойчивой. Её восстановление при всестороием сжатии экспериментально наблюдалось у Bi(BiI) при $p = 26$ кбар, у Sb(SbI) при $p = 78$ кбар.

В отличие от одиомерного случая, где Пайерлса переход приводит к образованию электронного энергетич. спектра диэлектрика с конечной величиной запрещённой зоны, в трёхмерном случае неустойчивость прафазы может приводить к образованию как диалектрич. спектра, так и полуметаллического. Для последнего характерно перекрытие разрешённых зон. Оно оказывается возможным из-за чётности числа атомов и валентных электронов в элементарной ячейке, возникающей в результате удвоения периода решётки (у П. V

группы элементарная ячейка содержит 2 пятивалентных атома и 10 валентных электронов).

Чистые As, Sb, Bi имеют полуметаллич. спектр. Сплавы Bi и Sb ($Bi_{1-x}Sb_x$) в интервале составов $0{,}065 \lesssim x \lesssim 0{,}23$ являются полупроводниками с узкой запрещённой зоной $\mathscr{E}_g \lesssim 0{,}025$ эВ.

Иную природу имеет происхождение полуметаллич. состояния в графите. Атомы С в отд. слое графита расположены в вершинах правильных шестиугольников и образуют структуру с полностью насыщенными связями. Электронный энергетич. спектр такого слоя является спектром *бесщелевого полупроводника*. Слабое перекрытие волновых ф-ций электронов в соседних слоях приводит к возникновению полуметаллич. спектра трёхмерного графита с перекрытием зон $\sim 0{,}04$ эВ.

Анализ происхождения электронного энергетич. спектра П. позволяет понять, с чем связано наиб. характерное для всех П. свойство — малое число носителей заряда на один атом вещества. Столь же типично для П. малое значение эфф. масс m электронов и дырок в нек-рых направлениях в зоне Бриллюэна ($10^{-2} - 10^{-3}$ от массы m_0 свободного электрона).

Совокупность этих свойств обусловливает то, что целый ряд физ. параметров П. имеет аномальное значение. Вследствие малого числа носителей весьма малыми являются сечения поверхностей Ферми ($S \sim 10^{-40} - 10^{-42}$ г^2·см^2/с^2). Малость эфф. масс приводит к высокой подвижности μ носителей заряда (при низких темп-рах $\mu \approx 10^5 - 10^7$ см^2/В·с), к большим значениям коэф. *магнетосопротивления* ($\Delta\rho/\rho H^2 \sim \sim 10^{-2} - 10^{-6}$ Э$^{-2}$), *термоэдс* ($\alpha \sim 10^{-4}$ В/град), *g-факторов* ($\sim 10^2 - 10^3$), *магнитной восприимчивости* χ.

Диэлектрич. проницаемость ε у П. V группы велика ($\varepsilon \geqslant 10^2$). Такая величина ε связана с тем, что при удалении по энергии от уровня Ферми $\mathscr{E}_F$ на величину $\sim 0{,}1$ эВ электронный энергетич. спектр этих веществ мало отличается от спектра в прафазе, для к-рого характерна большая плотность электронных состояний. У графита подобная аномалия отсутствует ($\varepsilon \sim 2{,}5$).

Полуметаллы V группы. Кристаллич. решётка имеет симметрию $R\bar{3}m$ (D_{3d}^5) (см. *Симметрия кристаллов*). Она отличается от простой кубич. решётки ромбоэдрич. деформацией (угл. искажения $\sim 3° - 5°$) и сдвигом двух гранецентриров. подрешёток вдоль выделенной диагонали куба (относит. сдвиг 10%). Зона Бриллюэна близка по форме к зоне Бриллюэна для гранецентрированных. кубич. решёток. Выделенное направление — ось 3-го порядка C_3 (рис. 1). Электронные

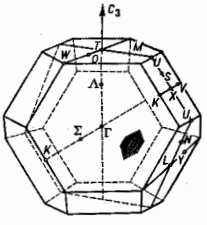


Рис. 1. Первая зона Бриллюэна полуметаллов V группы.

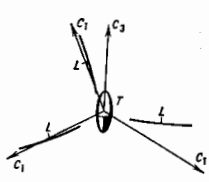


Рис. 2. Дырочные части поверхности Ферми Bi.

части поверхности Ферми у всех П. V группы представляют собой 3 вытянутые поверхности, близкие по форме к эллипсоидам (отношение макс. и мин. сечений $\sim 12-16$) с центрами в точках L зоны Бриллюэна (рис. 2). Направления вытянутости квазиэллипсоидов у As и Sb отклонены на малые углы (2—6°) от базисной плоскости и соответствующих биссекторных осей C_1. Дырочные части поверхности Ферми у П. V группы сильно различаются между собой. У Bi поверхности Ферми дырок представляют собой эллипсоид вращения, вытянутый вдоль оси C_3 с центром в точке T зоны Бриллюэна (рис. 2). Отношение экстремальных дырочных сечений в Bi близко к 3. У Sb 6 дырочных экстремумов, расположенных в точках H зоны Бриллюэна (рис. 3).

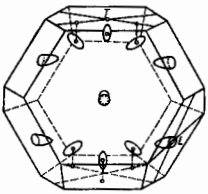


Рис. 3. Электронная и дырочные части поверхности Ферми Sb.

Поверхности Ферми дырок — эллипсоиды вращения, направления вытянутости к-рых составляют углы $\sim 37^0$ с осью C_3, степень анизотропии экстремальных сечений близка к 3. Дырочные экстремумы в As находятся в тех же точках, что и в Sb, но поверхность Ферми дырок имеет значительно более сложную форму (рис. 4), что связано с большими размерами поверхности Ферми у As в зоне Бриллюэна по сравнению с соответствующими поверхностями у Sb и Bi.

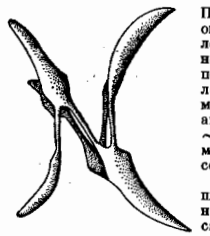


Рис. 4. Дырочная поверхность Ферми As.

Эфф. массы электронов в П. V группы анизотропны: они близки к m_0 в направлении вытянутости поверхности Ферми, тогда как в перпендикулярных направлениях $m = 10^{-2}\, m_0$. Эфф. массы дырок у Bi слабо анизотропны и составляют $\sim 10^{-1} m_0$. У As и Sb дырочные массы более анизотропны и составляют $\sim (10^{-1} - 10^{-2}) m_0$.

Графит. Кристаллич. решётка относится к гексагональной системе, описывается пространств. группой симметрии $P6_3mc$ (C_{6v}^4). Выделенное направление (ось C) перпендикулярно слоям в решётке. Расстояние между атомами углерода в слое при $T = 300$ К $a = 1{,}415$ Å, межслоевое расстояние $c/2 = 3{,}5338$ Å. Зона Бриллюэна — гексагональная призма (рис. 5). Ось k_z совпадает с выделенным направлением C. Поверхность Ферми сильно анизотропна. Её электронные и дырочные части вытянуты вдоль боковых рёбер HKH зоны Бриллюэна и близки по форме к гофрированным в базисной плоскости эллипсоидам (рис. 6). Отношение экстремальных сечений поверхности Ферми для электронов и дырок ~ 10.

Рис. 5. Зона Бриллюэна графита.

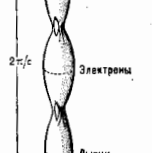


Рис. 6. Электронные и дырочные части поверхности Ферми графита.

В отличие от П. V группы электронные (с центром в точках K зоны Бриллюэна) и дырочные участки поверхности Ферми соприкасаются между собой. В малой окрестности точек соприкосновения поверхности близки к коническим. Эфф. массы электронов и дырок вдоль оси C: $m \geqslant m_0$, в плоскости графитовых слоёв $m \approx 10^{-2}\, m_0$. Кроме описанных частей поверхности Ферми, к-рые относятся к т. н. осн. носителям заряда вблизи точек K и H в зоне Бриллюэна расположены изоэнергетич. поверхности малых групп электронов и дырок (неосновные носители).

Физические свойства полуметаллов

Электропроводность. Высокая подвижность μ носителей в П. частично компенсирует малость их концентрации. В результате электропроводность σ П. значительно меньше отличается от проводимости металлов, чем концентрация носителей заряда (σ = $2 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^4$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$ при $T = 300$ К и $10^5 - 10^7$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$ при низких темп-рах). Высокие значения μ и равенство концентраций электронов и дырок приводят к аномально сильной зависимости уд. сопротивления П. от магн. поля H. Напр., у Bi при $T = 4{,}2$ К уд. сопротивление ρ возрастает в 10^4 раз в поле $H = 10^4$ Э. При $T = 300$ К в том же поле наблюдается двукратное увеличение ρ у Bi, тогда как у Cu изменение ρ при тех же условиях составляет 10^{-4} (см. *Гальваномагнитные явления*, *Магнетосопротивление*). При низких темп-рах магнетосопротивление Δρ/ρ обнаруживает осциллирующую зависимость от обратного магн. поля $1/H$ (*Шубникова — Де Хааза эффект*). Сильная зависимость сопротивления ρ от H широко используется для создания датчиков магн. поля.

Магнитные свойства полуметаллов. Все П. — диамагнетики. Определяющий вклад в величину магн. восприимчивости χ вносят электроны валентной зоны. Малость m обусловливает большое значение χ, к-рая для П. достигает макс. значения среди всех известных диамагнетиков (исключая сверхпроводники, у к-рых $|\chi| = 1/4\pi$).

При низких темп-рах у П. наблюдается осциллирующая зависимость χ от $1/H$ (*Де Хааза — ван Альфена эффект*). В наиб. чистых монокристаллич. П. амплитуда осцилляций превосходит величину монотонной части, иногда достигает теоретически возможного предела $|\chi| = 1/4\pi$. В последнем случае в кристалле возникает своеобразная структура магн. доменов. Среди П. макс. диамагнетизмом обладает графит (особенно искусственные квазидвумерные графиты с увеличенным межслоевым расстоянием). Высокий диамагнетизм П. (в частности, графита и Bi) позволяет их использовать для создания магнитных подвесов.

Термоэдс полуметаллов. С малостью энергии Ферми δ_F, большой подвижностью μ носителей и заметным различием подвижностей электронов и дырок связаны высокие значения термоэдс П. (α) и её сильная зависимость от магн. поля H (см. *Термогальваномагнитные явления*). С этим же связана большая величина т. н. термоэлектрич. добротности Z. В частности, у сплавов Bi — Sb при $T = 77$ К величина Z достигает значений $\sim 6 \cdot 10^{-3}$град$^{-1}$ и увеличивается до 10^{-2} град$^{-1}$ в поле $H \sim 10^3$ Э (*Нернста — Эттингсгаузена эффект*). Высокая термоэлектрич. и термомаги. добротности позволяют использовать П. и качестве материалов для создания термоэлектрич. преобразователей или твердотельных холодильных устройств.

Чувствительность полуметаллов к внешним воздействиям. Малость энергий Ферми δ_F электронов и дырок и энергии перекрытия зон является причиной того, что электронный спектр П. может претерпевать значит. изменения под действием разл. внеш. факторов (всестороннее сжатие, одноосные деформации, сильные магн. поля, изменение темп-ры, внесение примесей и т. д.). Чувствительность электронного энергетич. спектра П. к относительно слабым внеш. воздействиям позволяет наблюдать в них большое число эффектов, имеющих принципиальное значение в физике твёрдого тела. В П. V группы и их сплавов под давлением, при одноосных деформациях, легировании донорными или акцепторными примесями обнаружены фазовые переходы, к-рые связаны с изменением топологии и формы поверхности Ферми (т о п о л о г и ч. п е р е х о д ы). Частным случаем таких переходов является *переход металл — диэлектрик*, к-рый сопровождается исчезновением поверхности Ферми электронов и дырок. Такой переход в П. V группы наблюдается под давлением, при одноосных деформациях и в магн. поле (у графита — в магн. поле). Вблизи критич. точки перехода металл—диэлектрик в П. в сильных магн. полях наблюдаются диэлектризация спектра в результате электронно-дырочного спаривания и образование фазы *экситонного диэлектрика*. В П. V группы происходят переходы в состояние бесщелевого полупроводника, к-рые сопровождаются резким уменьшением эфф. масс носителей, возрастанием их подвижности и анизотропии поверхности Ферми. В П. впервые обнаружены гигантские осцилляции поглощения ультразвука в магн. поле, разл. виды магнитоплазменных волн (альфеновские, циклотронные волны, доплероны), скачущие траектории электронов в магн. поле (*магнитные поверхностные уровни*), *циклотронный резонанс*, радиочастотный размерный эффект (см. *Гантмахера эффект*), разл. осцилляц. эффекты, фокусировка электронов и т. п.

Лит.: Фальковский Л. А., Физические свойства висмута, «УФН», 1968, т. 94, с. 3; Брандт Н. Б., Ицкевич Е. С., Минина Н. Я., Влияние давления на поверхности Ферми металлов, «УФН», 1971, т. 104, с. 459; Абрикосов А. А., Некоторые вопросы теории полуметаллов, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 2063; Эдельман В. С., Свойства электронов в висмуте, «УФН», 1977, т. 123, с. 257; Кранцелл А., Уонт К., Поверхность Ферми, пер. с англ., М., 1978; Clarke R., Uher C., High pressure properties of graphite and its intercalation compounds, «Adv. Phys.», 1984, v. 33, № 5, p. 469; Brandt N. B., Chudinov S. M., Ponomarev Y. G., Semimetals. 1. Graphite and its compounds, Amst., 1988.

С. М. Чудинов, С. Д. Бенеславский.

ПОЛУПРОВОДНИКИ — широкий класс веществ, в к-рых концентрация подвижных носителей заряда значительно ниже, чем концентрация атомов, и может изменяться под влиянием темп-ры, освещения или относительно малого кол-ва примесей. Эти свойства, а также увеличение проводимости с ростом темп-ры, качественно отличают П. от *металлов*. Различие между П. и *диэлектриками* носит условный характер, к диэлектрикам обычно относят вещества, уд. сопротивление ρ к-рых при комнатной темп-ре ($T = 300$ К) $\geqslant 10^{11} - 10^{12}$ Ом·см.

По структуре П. делятся на кристаллические, аморфные и стеклообразные, жидкие. Особый класс составляют *твёрдые растворы* П., в к-рых атомы разных сортов хаотически распределены по узлам правильной кристаллич. решётки. Ниже рассматриваются кристаллич. П.

По хим. составу П. делятся на элементарные П. (Ge, Si, Se, Te), двойные, тройные, четверные соединения. Существуют также органич. П. (см. *Органические проводники*). Полупроводниковые соединения принято классифицировать по номерам групп периодич. табл. элементов, к к-рым принадлежат входящие в соединения элементы. Напр., соединения $A^{III}B^{V}$ содержат элементы 3-й и 5-й групп (GaAs, InSb и т. д.). Элементы Ge, Si, соединения $A^{III}B^{V}$ и их твёрдые растворы играют важную роль в полупроводниковой электронике. Хорошо изучены также полупроводниковые соединения $A^{II}B^{VI}$ и $A^{II}B^{V}$ (см. *Полупроводниковые материалы*).

Зонная структура полупроводников

Электрич. и оптич. свойства П. связаны с тем, что заполненные электронами состояния (уровни энергии) отделены от накантных состояний запрещённой зоной, в к-рой электронные состояния отсутствуют (рис. 1). Примеси и дефекты структуры приводят к появлению

состояний в запрещённой зоне, но этих состояний сравнительно мало, так что понятие запрещённой зоны сохраняет смысл. Высшая целиком заполненная зона наз. валентной, следующая разрешённая, но пустая зона — зоной проводимости (см. *Твёрдое тело*, *Зонная теория*).

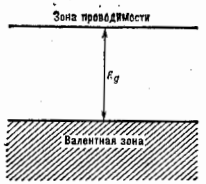


Рис. 1. Зонная схема полупроводника (состояния, заполненные электронами, заштрихованы).

Ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ является важной характеристикой П., в значит. мере определяющей все его электронные свойства; величина $\mathscr{E}_g$ изменяется в широких пределах (табл. 1).

Таблица 1. — Ширина запрещённой зоны некоторых полупроводников при T=300 К

Полупроводник	$\mathscr{E}_g$, эВ	Полупроводник	$\mathscr{E}_g$, эВ
Ge	0,65	InP	1,26
Si	1,10	GaSb	0,67
Se	1,89	GaAs	1,35
Insb	0,17	GaP	2,24
InAs	0,35	AlSb	1,60

Существуют *бесщелевые полупроводники*, у к-рых $\mathscr{E}_g = 0$ (напр., α-Sn, HgTe, HgSe); у твёрдых растворов, включающих эти П. (напр., $Hg_{1-x}Cd_xTe$), $\mathscr{E}_g$ может принимать очень малые значения.

Состояние электрона в П. характеризуется номером разрешённой зоны s и квазиимпульсом $\boldsymbol{p}$. Структура зоны определяется зависимостью энергии $\mathscr{E}_s$ от квазиимпульса $\boldsymbol{p}$: $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})$, наз. законом дисперсии (в дальнейшем, говоря о конкретной зоне, индекс s опускаем). Если валентная зона целиком заполнена электронами, то в ней нет элементарных возбуждений. Если по к.-л. причине в валентной зоне отсутствует электрон, то говорят, что в ней появилось возбуждение в виде положительно заряженной квазичастицы — *дырки*. Носителями заряда в П. являются электроны в зоне проводимости (электроны проводимости) и дырки в валентной зоне.

Энергетические зоны. Зоны проводимости типичных П. (Ge, Si, $A^{III}B^{V}$) не имеют вырождения вблизи минимума ф-ции $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ (не считая двухкратного вырождения по спину). У нек-рых П. минимум $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ находится при $\boldsymbol{p} = 0$, т. е. в центре *Бриллюэна зоны*. В малой окрестности этой точки можно разложить $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ в ряд по степеням p. При этом для кристаллов с кубич. симметрией можно ограничиться первыми двумя членами, что приводит к зависимости:

$$\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \mathscr{E}_c + p^2/2m. \qquad (1)$$

Здесь $\mathscr{E}_c$ — энергия, соответствующая «дну» зоны проводимости, m — постоянная, имеющая размерность массы. Для электронов с не очень большой энергией, для к-рых применим закон (1), величина m фигурирует в ур-ниях движения как масса электрона. Поэтому она наз. *эффективной массой*. Напр., если электрон находится в потенциальном поле, причём характерный размер, на к-ром изменяется поле, велик по сравнению с постоянной решётки a_0, то уровни энергии и волновые ф-ции электрона можно находить с помощью *Шрёдингера уравнения*. При этом не нужно учитывать периодич. потенциал, создаваемый атомами кристалла, а нужно лишь заменить массу свободного электрона в вакууме m_0 на эфф. массу m (метод эфф. массы). Т. о., при малых энергиях эфф. масса определяет динамику электронов (табл. 2).

Таблица 2. — Отношение эффективной массы m электронов проводимости для некоторых полупроводников с минимумом $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ в центре зоны Бриллюэна (при T=300 К) к массе свободного электрона m_0

Полупроводник	m/m_0
InSb	0,01
InAs	0,02
InP	0,08
GaSb	0,05
GaAs	0,07

Закон дисперсии (1) является параболическим (квадратичным) изотропным и наз. стандартным. Изоэнергетич. поверхности в импульсном пространстве $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ вблизи $\boldsymbol{p} = 0$ представляют собой сферы с центром в точке $\boldsymbol{p} = 0$.

Если минимум $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ находится не в центре зоны Бриллюэна, а при $\boldsymbol{p} \neq 0$, то эфф. масса m зависит от направления относительно кристаллографич. осей (осей *симметрии кристалла*), т. е. является тензором m_{ik}, даже в кристаллах с кубич. симметрией.

В этом случае должно существовать неск. минимумов, расположенных в симметричных (эквивалентных) точках зоны Бриллюэна. Напр., зона проводимости таких П., как Ge и Si, имеет неск. минимумов. В Si один из них расположен в направлении [100] на расстоянии от центра зоны Бриллюэна ($p = 0$) $p^0 = 0{,}85(2\pi\hbar/a_0)$. Поверхности пост. энергии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ представляют собой эллипсоиды вращения вокруг направления [100] (рис. 2). Кубич. симметрия кристалла требует, чтобы такие эллипсоиды существовали в каждом из 6 эквивалентных направлений. Т. о., в Si есть 6 эквивалентных минимумов $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$. Выбирая ось z вдоль [100], получим выражение для энергии электронов проводимости вблизи минимума $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$:

$$\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \frac{(p_z - p^0)^2}{2m_\parallel} + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_\perp}. \qquad (2)$$

Для Si $m_\parallel = 0{,}91m_0$, $m_\perp = 0{,}19m_0$, где $m_\parallel$, $m_\perp$ — эфф. массы вдоль и поперёк z.

Минимумы зоны проводимости Ge (соответствующие $\mathscr{E}_c$) расположены в направлениях пространств. диагоналей куба точно на границах зоны Бриллюэна. По-

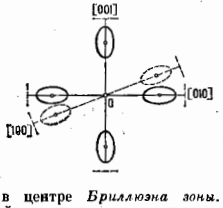


Рис. 2. Расположение изоэнергетических поверхностей электронов в зоне Бриллюэна для Si (пунктир — границы зоны).

Рис. 3. Зависимость энергии $\mathscr{E}$ от квазиимпульса p для типичных полупроводников: $\mathscr{E}_c$ — электронная зона; $\mathscr{E}_v$ — дырочные зоны: $\mathscr{E}^{l}$ — зона тяжёлых дырок; $\mathscr{E}^{h}$ — зона лёгких дырок; $\mathscr{E}^{so}$ — спин-орбитально отщеплённая зона.

этому каждый минимум принадлежит двум зонам Бриллюэна и их число вдвое меньше числа эквивалентных направлений, т. е. равно 4. Поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ имеют вид эллипсоидов с осями вращения вдоль диагоналей куба; $m_{\parallel} = 1{,}58\ m_0$, $m_{\perp} = 0{,}08 m_0$.

Области энергии вблизи каждого минимума наз. долинами, а П. с неск. эквивалентными минимумами наз. многодолинными (см. *Многодолинные полупроводники*).

Вырожденные зоны. Валентная зона типичных П. (Ge, Si, $A^{III}B^{V}$) в точке $\boldsymbol{p} = 0$ без учёта спин-орбитального взаимодействия шестикратно вырождена. Однако благодаря спин-орбитальному взаимодействию зона расщепляется в точке $\boldsymbol{p} = 0$ на двукратно и четырёхкратно вырожденные зоны (рис. 3). Энергетич. расстояние между ними Δ наз. энергией спин-орбитального расщепления. При $p \neq 0$ 4-кратное вырождение снимается и возникают 2 двукратно вырожденные зоны, к-рые наз. зонами лёгких ($\mathscr{E}^{л}$) и тяжёлых ($\mathscr{E}^{т}$) дырок. Их энергии зависят от квазиимпульса, определяемого выражением:

$$\mathscr{E}^{л,т} = -\frac{1}{2m_0}\left\{\gamma_1 p^2 \pm \left[4\gamma_2^2 p^4 + 12\left(\gamma_3^2 - \gamma_2^2\right)\left(p_x^2 p_y^2 + p_y^2 p_z^2 + p_x^2 p_z^2\right)\right]^{1/2}\right\}, \qquad (3)$$

где знак плюс соответствует зоне лёгких дырок, знак минус — зоне тяжёлых дырок; γ_1, γ_2, γ_3 — безразмерные параметры (параметры Латтинджера; табл. 3).

Таблица 3. — **Параметры Латтинджера и энергии спин-орбитального расщепления Δ (эВ) для Ge и Si**

Полупроводник	γ_1	γ_2	γ_3	Δ
Si	4,22	0,39	1,44	0,04
Ge	13,35	4,25	5,69	0,29

Поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$, описываемые выражением (3), не обладают сферич. симметрией. Это слегка «гофрированные» сферы. В ряде П., в т. ч. и в Ge, анизотропия изоэнергетич. поверхностей слабая. Поэтому зоны лёгких (л) и тяжёлых (т) дырок приближённо описываются ур-ниями

$$\mathscr{E}^{л} = -p^2/2m^{л}, \quad \mathscr{E}^{т} = -p^2/2m^{т}, \qquad (4)$$

где $m^{л} = m_0(\gamma_1 + 2\gamma)^{-1}$ — масса лёгкой дырки, $m^{т} = m_0(\gamma_1 - 2\gamma)^{-1}$ — масса тяжёлой дырки, $\gamma = (3\gamma_3 - 2\gamma_2)/5$. Для Ge $m^{л} = 0{,}04\ m_0$, $m^{т} = 0{,}3\ m_0$. Если пренебречь переходами между зонами лёгких и тяжёлых дырок, то $m^{л}$ и $m^{т}$ описывают динамику лёгких и тяжёлых дырок. Описанная картина валентных зон точна для кристаллов Ge и Si, обладающих центром инверсии. В кристаллах П. типа $A^{III}B^{V}$ при малых p закон дисперсии имеет более сложный вид.

Модель Кейна. Кинетич. энергия $\mathscr{E}$ электрона или дырки параболически (квадратично) зависит от их квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ при условии, что она мала по сравнению с $\mathscr{E}_g$. В узкозонных П. ($\mathscr{E}_g$ мало) это условие нарушается. Однако для закона дисперсии и при $\mathscr{E} > \mathscr{E}_g$ можно получить простые выражения, к-рые справедливы при условии, что длина волны электрона велика по сравнению с постоянной решётки a_0. При этом, как правило, энергетич. расстояние до следующих разрешённых зон остаётся всё ещё значительно больше, чем энергия электрона. В этом случае следует учитывать только перемешивание волновых ф-ций электронов зоны проводимости и валентной зоны, взаимодействие же с др. зонами несущественно. Такое приближение наз. моделью Кейна. Кроме величин $\mathscr{E}_g$ и Δ в нём фигурирует лишь один параметр P, характеризующий перемешивание волновых ф-ций, к-рый выражается через эфф. массу электрона на «дне» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$. При предельно малых импульсах p, когда $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_g$, модель Кейна даёт следующие параболич. выражения для энергии электронов $\mathscr{E}^{э}(p)$, лёгких дырок $\mathscr{E}^{л}(p)$, тяжёлых дырок $\mathscr{E}^{т}(p)$ и дырок в спин-орбитально отщеплённой зоне $\mathscr{E}^{со}(p)$:

$$\mathscr{E}^{э} = \frac{p^2 P^2}{3\hbar^2}\left(\frac{2}{\mathscr{E}_g} + \frac{1}{\mathscr{E}_g + \Delta}\right);$$
$$\mathscr{E}^{л} = -\frac{2p^2P^2}{3\hbar^2\mathscr{E}_g}; \quad \mathscr{E}^{т} = 0; \qquad (5)$$
$$\mathscr{E}^{со} = -\Delta - \frac{p^2P^2}{3\hbar^2(\mathscr{E}_g + \Delta)}.$$

Как видно из (5), это приближение не позволяет найти энергетич. спектр тяжёлых дырок. Если $\mathscr{E}_g \ll \Delta$, то, сопоставив (5) с (1) и (4), получим, что массы электрона и лёгкой дырки одинаковы и равны:

$$m = 3\hbar^2/4P^2\mathscr{E}_g. \qquad (6)$$

Если при этом $p \ll \sqrt{2m\Delta}$, то энергетич. спектры электронов и лёгких дырок описываются ф-лами

$$\mathscr{E}^{э} = \frac{\mathscr{E}_g}{2}\left(1 + 4\frac{p^2}{2m\mathscr{E}_g}\right)^{1/2},$$
$$\mathscr{E}^{л} = \frac{\mathscr{E}_g}{2} - \frac{\mathscr{E}_g}{2}\left(1 + 4\frac{p^2}{2m\mathscr{E}_g}\right)^{1/2}. \qquad (7)$$

Ф-лы (7) показывают, что спектр электронов и лёгких дырок отклоняется от квадратичного, когда кинетич. энергия электрона или дырки порядка $\mathscr{E}_g$.

Примеси и дефекты в полупроводниках

Различают примеси электрически активные и неактивные. Первые способны приобретать в П. заряд того или др. знака, к-рый компенсируется появлением электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне. Электрически неактивные примеси остаются нейтральными и сравнительно слабо влияют на электрич. свойства П. Как правило, электрич. активность связана с тем, что примесный атом имеет иную валентность, чем замещаемый атом, а кристаллич. решётка, в к-рую попадает примесь, «навязывает» ей свою координацию ближайших соседей. Так, напр., элемент V группы, попадая в решётку Si с тетраэдрич. координацией связи, «перестраивает» свои валентные электроны так, что 4 из них образуют устойчивую тетраэдрич. конфигурацию, а 5-й электрон связан с примесным атомом относительно слабо. В первом приближении можно считать, что на этот «лишний» электрон действует лишь сила электростатич. притяжения к примесному иону, уменьшенная в ε раз (ε — диэлектрич. проницаемость решётки).

В простейшем случае невырожденной (стандартной) зоны ур-ние движения для лишнего электрона оказывается таким же, как для электронов в атоме водорода. Энергия связи имеет вид

$$\mathscr{E}_0 = \frac{me^4}{2\varepsilon^2\hbar^2} = \frac{m_0e^4}{2\hbar^2}\left(\frac{m}{m_0}\right)\frac{1}{\varepsilon^2}, \qquad (8)$$

где e — заряд электрона, ε — диэлектрич. проницаемость решётки. Если $m/m_0 = 10$, а $\varepsilon = 12$, то $\mathscr{E}_0$ оказывается примерно в $1{,}5 \cdot 10^2$ раз меньше, чем энергия связи атома водорода (13,6 эВ). Тепловое движение легко отрывает электрон от примесного атома, после чего он может участвовать в переносе электрич. тока. Такие примесные атомы наз. д о н о р а м и (*донорная примесь*).

Элементы III группы, попадая в тетраэдрич. решётку, захватывают электрон из валентной зоны и с его помощью образуют устойчивую тетраэдрич. конфигурацию. Образовавшаяся в валентной зоне дырка притягивается к отрицательно заряженному примесному атому и при низких темп-рах находится в связанном (локализованном) состоянии. Энергия связи дырки

в случае стандартной зоны также выражается ф-лой (8), где m — эфф. масса дырки. Дырка, «оторвавшаяся» от примесного атома, также может участвовать в переносе тока. Примесные атомы, поставляющие дырки, наз. акцепторами (*акцепторная примесь*).

На межатомных расстояниях потенциал, создаваемый примесным ионом, существенно отличается от потенциала точечного заряда и зависит от хим. природы примеси. Эта короткодействующая часть примесного потенциала создаёт дополнительное по отношению к ф-ле (8) смещение примесного уровня, называемое хим. сдвигом. Благодаря хим. сдвигу примесные уровни разных примесей отличаются друг от друга. Для s-состояний отличие значительно сильнее, чем для p-состояний, т. к. волновая ф-ция p-состояний равна 0 в примесном центре.

Если зона содержит неск. эквивалентных экстремумов (напр., состоит из неск. эквивалентных эллипсоидов), то примесные уровни имеют дополнит. вырождение, кратность к-рого равна числу эквивалентных экстремумов. В Ge, напр., вырождение донорного состояния четырёхкратное, в Si — шестикратное. Это вырождение частично снимается за счёт короткодействующей части примесного потенциала — в Ge низший примесный уровень расщепляется на 2 уровня, в Si — на 3 (табл. 4). Теоретич. значения, приведённые в табл., не учитывают хим. сдвиг. Эксперим. значения соответствуют примесям, символ к-рых указан в скобках. Состояние $2p$ соответствует нулевому значению магн. *квантового числа*, но к-рому в случае стандартной зоны вырождение отсутствует ($\mathcal{E}_0^{1r}$ соответствует основному состоянию примеси).

Табл. 4. — Энергия связи донорных состояний в Si и Ge, в МэВ

Полупроводник	$\mathcal{E}_0^{1r}$	$\mathcal{E}_0^{2n}$
Si (теория)	34,27	11,51
Si (P)	45,5; 33,9; 32,6	11,45
Si (As)	53,7; 32,6; 31,2	11,49
Si (Sb)	42,7; 32,9; 30,6	11,52
Ge (теория)	9,81	4,74
Ge (P)	12,9; 9,9	4,75
Ge (As)	14,17; 10,0	4,76
Ge (Sb)	10,32; 10,0	4,74

Акцепторные состояния в случае вырожденной валентной зоны обладают определ. спецификой. Если спин-орбитальное расщепление Δ велико по сравнению с энергией связи $\mathcal{E}_0$ акцептора, то двукратно вырожденную отщеплённую зону можно не принимать во внимание. Если пренебречь «гофрировкой» изоэнергетич. поверхностей, то акцепторные состояния классифицируются по значениям полного момента кол-ва движения I и его проекции на ось квантования. Осн. состоянием оказывается четырёхкратно вырожденное состояние с $I = {}^3/_2$.

Во мн. П. $m^\tau \gg m^\pi$. В этом случае волновая ф-ция примесного электрона содержит 2 разных масштаба, представляющих собой длины волн де Бройля для частиц с одной энергией, но разными эфф. массами. По мере удаления от примесного центра волновая ф-ция определяется сначала меньшим масштабом, соответствующим тяжёлым дыркам, а затем бо́льшим масштабом, соответствующим лёгким дыркам. Энергия связи определяется тяжёлой массой. Её можно получить из ф-лы (8), заменив m на m^τ и добавив численный множитель ${}^4/_9$.

Примесные состояния, у к-рых энергия связи $\mathcal{E}_0$ мала по сравнению с $\mathcal{E}_g$, наз. мелкими. Глубокие состояния, как правило, возникают, когда осн. вклад в энергию связи даёт не электрич. притяжение, ослабленное диэлектрич. проницаемостью ε, а короткодействующий потенциал, к-рый определяется хим. природой примеси (см. выше). Мелкие донорные состояния можно считать отщепившимися от зоны проводимости, а мелкие акцепторные состояния — от валентной зоны. Глубокие состояния принадлежат в равной мере обеим зонам и могут быть и донорными и акцепторными.

В зависимости от кол-ва и вида примесей соотношение между концентрациями электронов и дырок может быть разным (см. ниже). Частицы, представленные в большинстве, наз. осн. носителями заряда, в меньшинстве — неосновными. Доноров. введение примесей позволяет получать П. с требуемыми свойствами (см. *Легирование полупроводников*).

Если примесный атом замещает в решётке атом, принадлежащий той же группе периодич. системы (изовалентное замещение), то чаще всего он не образует локализов. электронное состояние. Такие примеси электрически неактивны. Они могут входить в решётку в очень больших кол-вах и образовывать твёрдые растворы. В твёрдых растворах расположение узлов решётки обладает дальним порядком, но атомы замещения располагаются в этих узлах хаотически.

Твёрдые растворы чрезвычайно важны для полупроводниковой электроники, т. к. в них можно изменять $\mathcal{E}_g$ за счёт изменения состава. Т. о., можно получить ряд кристаллов с непрерывно меняющейся $\mathcal{E}_g$ и даже кристаллы, в к-рых $\mathcal{E}_g$ меняется от точки к точке. Однако твёрдые растворы представляют собой *неупорядоченные системы*. Их состав неизбежно меняется от точки к точке, что приводит к размытию краёв зон и к специфич. рассеянию носителей заряда (см. также *Гетеропереход*, *Гетероструктура*).

Дефекты решётки в П. также могут быть электрически активными и неактивными. Важную роль играют *вакансия*, *межузельный атом*, *дислокация*.

В некристаллич. и жидких П. примеси ведут себя иначе, чем в кристаллических. Отсутствие кристаллич. структуры приводит к тому, что примесный атом иной валентности, чем замещаемый, может насытить свои валентные связи, так что ему будет невыгодно присоединять лишний электрон или отдавать свой электрон. В результате примесный атом оказывается электрически неактивным. Это обстоятельство не позволяет менять путём легирования тип проводимости, что необходимо, напр., для создания p — n-переходов. Нек-рые аморфные П. изменяют электронные свойства под действием легирования, но в значительно меньшей степени, чем кристаллич. П. Чувствительность аморфных П. к легированию может быть повышена технол. обработкой. Насыщение аморфного Si водородом и последующее легирование донорами или акцепторами обеспечивает n- или p-тип проводимости. Таким способом получен p — n-переход в плёнках аморфного Si; аморфный Si стал перспективным материалом для солнечных батарей (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*, *Жидкие полупроводники*).

Статистика электронов в полупроводниках. Условие нейтральности

В состоянии термодинамич. равновесия концентрации электронов и дырок однозначно определяются темп-рой, концентрацией электрически активных примесей и параметрами зонной структуры. При расчёте концентраций электронов и дырок учитывается, что электрон может находиться в зоне проводимости, на донорном или акцепторном уровнях, а также то, что небольшая часть электронов в результате теплового «заброса» или др. воздействия может покинуть валентную зону, вследствие чего в ней образуются дырки.

Электроны подчиняются *Ферми — Дирака статистике*, и их распределение по энергиям $\mathcal{E}$ описывается ф-цией Ферми, содержащей в качестве параметров состояния темп-ру T и *химический потенциал* μ. Иногда его наз. уровнем Ферми и обозначают $\mathcal{E}_F$. Вероятность заполнения уровня с энергией $\mathcal{E}$ равна:

$$\{[1+\exp(\mathscr{E}-\mathscr{E}_F)]/kT\}^{-2}.$$

При не очень большой концентрации примесей уровень Ферми $\mathscr{E}_F$ оказывается в запрещённой зоне (рис. 4). При этом поведение подвижных электронов и дырок описываются законами классич. статистики (см. *Максвелла распределение*). Концентрации электронов в зоне

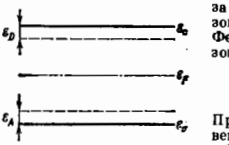


Рис. 4. Примесные уровни в полупроводнике: $\mathscr{E}_c$ — дно зоны проводимости; $\mathscr{E}_v$ — вершина валентной зоны; $\mathscr{E}_D$, $\mathscr{E}_A$ — энергии связи доноров и акцепторов; $\mathscr{E}_F$ — уровень Ферми.

проводимости (n) и дырок в валентной зоне (p) определяются соотношениями ($\mathscr{E}_F$ отсчитывается от «дна» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$):

$$n=N_c\exp(\mathscr{E}_F/kT), \tag{9}$$

$$p=N_v\exp[-(\mathscr{E}_g+\mathscr{E}_F)/kT], \tag{10}$$

где N_c и N_v — характерные концентрации электронов и дырок, определяемые их спектром при стандартном законе дисперсии. При стандартном спектре с эфф. массами электронов и дырок $m^э$ и $m^д$

$$N_c=(2\pi m^э kT)^{3/2}/4\pi^3\hbar^3,$$
$$N_v=(2\pi m^д kT)^{3/2}/4\pi^3\hbar^3. \tag{11}$$

Для случая эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей следует заменить $m^э$ на $(m_1m_2m_3)^{1/3}$, где m_1, m_2, m_3 — эфф. массы, соответствующие гл. осям эллипсоида. В случае вырожденной валентной зоны выражения для N_c и N_v имеют более сложный вид; однако если масса тяжёлых дырок гораздо больше массы лёгких дырок, то можно пользоваться ф-лами (11), заменив $m^д$ массой тяжёлой дырки.

Концентрация электронов, находящихся на донорных уровнях, даётся выражением

$$n_д=N_д\left\{1+g_д^{-1}\exp[-(\mathscr{E}_д+\mathscr{E}_F)/kT]\right\}^{-1}, \tag{12}$$

где $g_д$ — кратность вырождения наинизшего донорного уровня (с учётом спинового вырождения); $N_д$ — концентрация доноров; $\mathscr{E}_д$ — энергия связи донора ($\mathscr{E}_д>0$). Концентрация дырок, захваченных на акцепторные уровни, т. е. концентрация нейтральных акцепторов, равна:

$$p_a=N_a\left\{1+g_a^{-1}\exp-[(\mathscr{E}_a-\mathscr{E}_F-\mathscr{E}_g)/kT]\right\}^{-1}. \tag{13}$$

Здесь g_a — кратность вырождения акцепторного уровня, N_a — концентрация акцепторов, $\mathscr{E}_a$ — энергия связи акцептора ($\mathscr{E}_a>0$).

Уровень Ферми $\mathscr{E}_F$ определяется из условия электронейтральности, согласно к-рому концентрация отрицат. зарядов (электронов и заряж. доноров) должна быть равна концентрации положит. зарядов (дырок и нейтральных акцепторов):

$$n+N_a-p_a=p+N_д-n_д. \tag{14}$$

Для определения концентраций электронов n и дырок p следует подставить ф-лы (9) — (13) в (14), решить получившееся ур-ние относительно $\mathscr{E}_F$, а затем, подставив $\mathscr{E}_F$ в ф-лы (9) и (10), определить n и p. Из (9) и (10) видно, что произведение концентраций электронов n и дырок p не зависит от концентраций примесей:

$$n\cdot p=n_i^2=N_cN_v\exp(-\mathscr{E}_g/kT). \tag{15}$$

В случае стандартного спектра

$$p_i=n_i=\frac{(2\pi kT)^{3/2}}{4\pi^3\hbar^3}(m^эm^д)^{3/4}\exp(-\mathscr{E}_g/2kT). \tag{16}$$

Собственные и примесные полупроводники. Собств. П. содержит электроны и дырки в одинаковом кол-ве: $n=p=n_i$. Эти электроны и дырки возникли, напр., за счёт теплового заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости. В собств. П. уровень Ферми находится примерно посредине запрещённой зоны и определяется выражением

$$\mathscr{E}_F=-\mathscr{E}_g/2+\frac{3}{4}kT\ln(m^д/m^э). \tag{17}$$

При достаточно высокой темп-ре П. может быть собственным и при довольно больших концентрациях примесей. Для этого необходимо, чтобы концентрация n_i превысила $N_д$ и N_a. Температурная область, в к-рой П. можно считать собственным, определяется шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, концентрациями примесей, а также спектром электронов и дырок. В Ge $n_i=2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, в Si $n_i=1{,}5\cdot10^{10}$ см$^{-3}$ ($T=300$ К).

П. наз. примесным, если $N_д$ или $N_в$ значительно превышают n_i. Гл. свойство примесного П. состоит в том, что концентрации электронов и дырок в нём резко отличаются друг от друга. П., в к-ром преобладают электроны (осн. носители заряда), наз. П. n-типа, а П., в к-ром преобладают дырки,— П. p-типа. В первом случае преобладают донорные примеси, во втором — акцепторные.

Если имеются только донорные примеси и темп-ра столь высока, что они все ионизированы, но в то же время достаточно низка, чтобы пренебречь тепловым забросом электронов из валентной зоны ($n_i\ll N_д$), то концентрация электронов $n\approx N_д$, а для $\mathscr{E}_F$ справедлива ф-ла

$$\mathscr{E}_F=kT\ln(N_д/N_c). \tag{18}$$

При $N_д<N_c$ уровень Ферми лежит несколько ниже «дна» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$. Концентрация дырок в этом случае пренебрежительно мала по сравнению с концентрацией электронов. В случае акцепторных примесей существует аналогичный температурный интервал, в к-ром концентрация электронов пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией дырок, а $\mathscr{E}_F$ находится вблизи $\mathscr{E}_v$:

$$\mathscr{E}_F=-\mathscr{E}_g-kT\ln(N_a/N_v). \tag{19}$$

Если есть доноры и акцепторы, причём $N_д>N_a$, то каждый акцептор захватывает по электрону от доноров. Тогда при полной ионизации доноров концентрация электронов $n=N_д-N_a$. Аналогично при $N_a>N_д$ $p=N_a-N_д$. Т. о., примеси компенсируют друг друга. Поэтому П., в к-рых присутствуют и донорные и акцепторные примеси, наз. компенсированными; степенью компенсации K наз. отношение концентраций неосновных (фоновых) и основных примесей, так что $0\leqslant K\leqslant1$.

При достаточно низких темп-рах в П. n-типа лишь малая часть электронов находится в зоне проводимости. Их концентрация зависит в этом случае от T экспоненциально:

$$n=\frac{1}{\sqrt{2}}(N_дN_c)^{1/2}\exp(\mathscr{E}_д/2kT). \tag{20}$$

Выражение (20) справедливо лишь для слабо компенсированного П. При этом $\mathscr{E}_F$ находится примерно посредине между донорным уровнем и $\mathscr{E}_c$:

$$\mathscr{E}_F=-\frac{\mathscr{E}_д}{2}+\frac{1}{2}kT\ln(N_д/2N_c). \tag{21}$$

Аналогичные выражения справедливы и для П. p-типа. В этом случае $\mathscr{E}_F$ лежит между акцепторным уровнем

и $\mathscr{E}_T$, а концентрация дырок экспоненциально зависит от T. В компенсиров. П. n-типа при низких темп-рах $\mathscr{E}_F$ практически совпадает с донорным уровнем, а зависимость $n(T)$ при $n \ll N_д$ имеет вид

$$n = N_c \frac{N_д - N_а}{2N_а} \exp(-\mathscr{E}_д/kT). \quad (22)$$

На рис. 5 схематически показана зависимость $\ln(1/n)$ от $1/T$ в П. n-типа. Крутой участок (I) соответствует собств. П. Согласно (16), энергия активации, характеризующая угол наклона прямой в этой области, равна $\mathscr{E}_g/2$. В области II все доноры ионизованы и $n = N_д - N_а$. В самой низкотемпературной области (III) почти все электроны находятся на примесях и энергия активации, согласно (22), равна $\mathscr{E}_д$. В слабокомпенсиров. П., где $K \ll 1$, между областями III и II существует область, в к-рой, согласно (20), энергия активации равна $\mathscr{E}_д/2$.

Т. о., концентрация подвижных электронов и дырок в П. экспоненциально уменьшаются с темп-рой, обращаясь в 0 при $T = 0$ К (рис. 5). Это явление наз. «вымораживанием» носителей. Оно объясняется локализацией носителей на примесях. Однако при достаточно большой концентрации примесей это свойство исчезает.

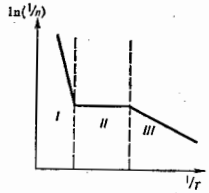


Рис. 5. Зависимость логарифма концентрации электронов $\ln(1/n)$ от $1/T$ в полупроводнике n-типа.

Сильнолегированные полупроводники. При достаточно высокой концентрации примесей существует остаточная концентрация подвижных электронов (или дырок), примерно равная концентрации примесей и слабо зависящая от T при низких темп-рах. Это приводит к появлению остаточной электропроводности металлич. типа, т. е. слабо зависящей от T. Напр.: в n-Si с примесью P остаточная электропроводность наблюдается при $N_д > 3{,}7 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, в n-Ge с примесью Sb — при $N_д > 1{,}5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$.

Переход к металлич. электропроводности объясняется сближением соседних примесных уровней, вследствие чего образуется примесная энергетич. зона, к-рая, в конечном счёте, перекрывается с зоной проводимости. Критич. концентрация $N_{нр}$, при к-рой появляется электропроводность металлич. типа, как правило, описывается соотношением

$$N_{кр} a^3 \approx 0{,}02, \quad (23)$$

где a — радиус примесного состояния (расстояние, на к-ром волновая ф-ция примесного состояния спадает в e раз), соответствующий данному сорту примесей в условиях слабого легирования. При концентрациях доноров $N_д$, удовлетворяющих неравенству $N_д a^3 \gg 1$, электронный газ при $T = 0$ К можно считать идеальным. Действительно, уровень Ферми находится в зоне проводимости и при стандартном спектре выражается зависимостью

$$\mathscr{E}_F = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n^{2/3}/2m, \quad (24)$$

причём в отсутствие компенсации ($N_а = 0$) $n = N_д$. При $N_д a^3 \gg 1$ энергия Ферми $\mathscr{E}_F$ больше, чем энергия взаимодействия электронов с примесями и друг с другом. Поэтому электронный газ можно считать идеальным.

Т. о., статистика электронов в сильнолегиров. П. такая же, как в металлах, хотя концентрация носителей значительно ниже металлической. При достаточно высоких T ($kT \gg \mathscr{E}_F$) фермиевское вырождение электронного газа исчезает, электронный газ становится максвелловским, а $\mathscr{E}_F$ определяется ф-лой (18).

Если в П. n-типа имеются также акцепторы, то в ф-лу (24) следует подставить $n = N_д - N_а$. При точной компенсации, когда $N_д$ и $N_а$ достаточно близки, электронный газ не является идеальным. Электроны находятся в поле со случайным потенциалом, создаваемым донорами и акцепторами. Случайный потенциал можно рассматривать как искривление «дна» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$. При очень точной компенсации характерная амплитуда случайного потенциала становится больше, чем $\mathscr{E}_F$, определяемая ф-лой (24). При этом электроны находятся лишь в самых глубоких местах потенц. рельефа, образуя изолированные друг от друга к а п л и (рис. 6). При $T = 0$ К такая система становится диэлектриком. Электропроводность осуществляется путём теплового заброса электронов на т. н. у р о в е н ь п р о т е к а н и я (см. *Протекания теория*).

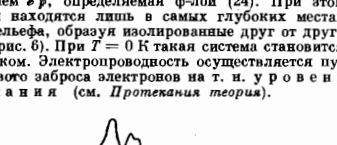


Рис. 6. Энергетическая схема компенсированного полупроводника. Извилистая линия изображает искривление «дна» зоны проводимости, верхняя сплошная линия — энергию «дна» зоны проводимости в отсутствие примесного потенциала, нижняя сплошная линия — уровень Ферми, штрих-пунктирная линия — уровень протекания. Заштрихованы области, занятые электронами (электронные капли).

Процессы переноса

Электропроводность. Носителями заряда в П., помимо электронов, могут быть и ионы, однако ионная электропроводность в типичных П. пренебрежительно мала (исключение — *ионные суперпроводники*). В П. осуществляются 3 гл. механизма электронного переноса: основной зонный перенос (движение электрона связано с изменением его энергии в пределах одной, разрешённой энергетич. зоны); прыжковый перенос по локализов. состояниям (см. *Прыжковая проводимость*); поляронный перенос (см. *Полярон*).

Электропроводность П. меняется в очень широких пределах при изменении темп-ры и концентрации примесей. Изменение происходит как за счёт изменения концентрации подвижных носителей n, так и за счёт изменения характера их рассеяния. Электропроводность σ можно представить в виде

$$\sigma = en\mu, \quad (25)$$

где μ — подвижность носителей заряда, к-рая в невырожденном П. не зависит (или зависит слабо) от n. Подвижность определяется отношением дрейфовой скорости $v_{др}$ носителей под действием электрич. поля к напряжённости поля E:

$$\mu = v_{др}/E. \quad (26)$$

Существуют прямые методы измерения подвижности, основанные на соотношении (26), но чаще всего подвижность определяют по величине σ и коэф. Холла R_H, измеренному в слабом маги. поле H (см. *Холла эффект*):

$$\mu = R_H \sigma. \quad (27)$$

Подвижность, определённую таким способом, часто наз. холловской. Она может отличаться от подвижности, определяемой ф-лой (26).

Величина μ и её температурная зависимость определяются состоянием носителя (зонное, примесное, по-

ляронное) и механизмом их рассеяния. Для зонной электропроводности П. характерны высокие значения μ. Так, в слаболегированном *n*-Ge при $T = 77$ К $\mu = 10^4$ см^2/(В·с). Если $\mu < 1$ см^2/(В·с), то обычно это означает, что механизм электропроводности поляронный или прыжковый.

Электрон, энергия к-рого лежит в разрешённой зоне в идеальной кристаллич. решётке, может двигаться без рассеяния, сохраняя свой квазиимпульс. Рассеяние вызывается отклонениями от идеальной периодич. структуры, связанными с тепловыми колебаниями атомов (рассеяние на фононах), примесями и дефектами структуры. Кроме того, носители могут рассеиваться друг на друге (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Наиб. важные механизмы, определяющие подвижность носителей в области $T \leqslant 300$ К,— рассеяние на акустич. фононах и заряж. примесях. В невырожденных П. при рассеянии на акустич. фононах $\mu \sim T^{-3/2}$, а при рассеянии на заряж. примесях $\mu \sim T^{3/2}$. При более высоких темп-рах преобладает первый механизм, а при более низких — второй, вследствие чего зависимость $\mu(T)$ имеет характерный максимум. Если энергия теплового движения носителей (kT) сравнима или превышает энергию оптич. фонона, то важную роль играет рассеяние на оптич. фононах. В твёрдых растворах важно рассеяние на флуктуациях состава, при к-ром $\mu \sim T^{-1/2}$.

В сильнолегиров. П. при низких темп-рах основным является рассеяние на заряж. примесях, экранированных электронами проводимости. В этом случае и подвижность μ, и электропроводность σ слабо зависят от T и можно говорить об электропроводности σ(0), представляющей результат экстраполяции ф-ции $\sigma(T)$ к $T = 0$ К. При концентрации примесей, меньшей чем $N_{кр}$, низкотемпературная электропроводность носит активац. характер, т. к. концентрация подвижных носителей экспоненциально падает с понижением темп-ры. При $N > N_{кр}$ $\sigma(0) \neq 0$. Это означает, что электроны локализованы на примесях. При низкой концентрации примесей центрами локализации являются отд. примеси, а при концентрации, приближающейся к $N_{кр}$, область локализации электрона включает много примесных центров. Согласно теоретич. представлениям, величина σ(0) как ф-ция концентрации примесей N обращается в 0 при $N \to N_{кр}$ в соответствии со степенным законом

$$\sigma(0) \sim (N - N_{кр})^t, \qquad (28)$$

где $t > 0$ — нек-рое число, называемое критическим индексом. Переход от электропроводности металлич. типа к электропроводности активационной наз. переходом Мотта — Андерсона (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Электропроводность в сильном электрич. поле. Отклонения от закона Ома в сильном электрич. поле в П. связано гл. обр. с разогревом газа носителей. Энергия, получаемая носителями от электрич. поля, передаётся при столкновениях фононам и приводит к выделению джоулевой теплоты. Однако мощность, получаемая от поля, может быть столь велика, что носители не успевают передать её фононам, вследствие чего их темп-ра оказывается выше, чем темп-ра решётки. В этом случае говорят о горячих носителях (см. *Горячие электроны*). Разогрев возникает, если кол-во энергии, получаемое носителем от поля за время между столкновениями, превышает энергию, передаваемую фонону при одном столкновении.

Если темп-ра носителей зависит от электрич. поля, то закон Ома не выполняется, в вид вольт-амперных характеристик П. (ВАХ) определяется мн. факторами. Разогретые носители могут, напр., оказаться в др. области энергетич. спектра и при этом резко изменить свою подвижность. Это может привести к неустойчивости, примером к-рой является *Ганна эффект* (см. также *Плазма твёрдых тел*). Др. видом неустойчивости является лавинный пробой. Электроны в электрич. поле приобретают кинетич. энергию, сравнимую с шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, и при этом выбивают электроны на валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны в свою очередь разгоняются полем и выбивают новые электроны и т. д. Специфическим для П. является т. н. примесный пробой, возникающий в значительно более слабом поле. В этом случае электроны выбиваются не из валентной зоны, а с примесных уровней.

Гальваномагнитные явления в П. позволяют экспериментально исследовать параметры зонной структуры и примесный состав. Простейшим методом определения знака заряда носителей и их концентрации является измерение постоянной Холла $R_н$ в слабом магн. поле. При одном сорте носителей

$$R_н = r/en, \qquad (29)$$

где r — коэф., зависящий от механизма рассеяния носителей. Если носителями являются одноврем. и электроны и дырки, причём их взаимодействием можно пренебречь, то электропроводность можно представить в виде суммы

$$\sigma = en\mu_э + ep\mu_д, \qquad (30)$$

где $\mu_э$, $\mu_д$ — подвижности электронов и дырок. Коэф. Холла в этом случае связан с $\mu_э$ и $\mu_д$ соотношением

$$R_н = e^3\left(p\mu_д^2 - n\mu_э^2\right) / \sigma^2. \qquad (31)$$

Как видно из ф-лы (31), знак $R_н$ в П. *n*- и *p*-типов разный.

Более точно концентрацию носителей можно определить, измеряя эффект Холла в сильном маги. поле, когда *циклотронная частота* носителей велика по сравнению с частотой столкновения и для электронов и для дырок. Тогда

$$R_н = 1/e(p - n). \qquad (32)$$

Особую роль играет т. н. *квантовый Холла эффект*. Он возникает в двумерной системе, к-рая реализуется, напр., в инверсионном слое *МДП-структуры*. Если сильное магн. поле направлено перпендикулярно слою, то зависимость холловской электропроводности $\sigma_н$ от магн. поля содержит «ступеньки», к-рые описываются ф-лой

$$\sigma(H) = \nu e^2/h, \qquad (33)$$

где величина ν принимает нек-рые целые и дробные значения. Точность, с к-рой выполняется соотношение (33), столь высока, что квантовый эффект Холла с успехом может служить методом измерения соотношения мировых констант.

Важную роль для определения параметров П. играют также измерения отрицат. магнетосопротивления в слабом магн. поле. Магн. поле разрушает квантовую интерференцию электронных состояний и этим увеличивает электропроводность системы (см. *Магнетосопротивление, Слабая локализация*).

Термоэлектрич. эффекты в П. важны и как средство определения параметров П. и для практич. приложений. *Термоэдс* у П. значительно больше по величине, чем у металлов. Термоэдс вырожденного электронного газа порядка $(K/e)\cdot(kT/\mathscr{E}_F)$, причём у типичных металлов множитель $kT/\mathscr{E}_F$ очень мал. Термоэдс невырожденных П. такого множителя не содержит, и потому она значительно больше. В связи с этим П. используются для создания термоэлементов. Для исследования П. важную роль играет измерение термоэлектрич. эффектов в магн. поле.

Оптические свойства полупроводников

Прямые и непрямые переходы. Фундаментальное или собственное поглощение света в П. связано с переходом электронов из валентной зоны в к.-л. незаполненную

зону. Эти переходы могут быть прямыми и непрямыми. В прямых переходах участвуют лишь электрон и фотон. Законы сохранения энергии и импульса при прямых переходах имеют вид

$$\hbar\omega = \mathscr{E}_c(p) - \mathscr{E}_v(p); \quad p' - p = \hbar q. \qquad (35)$$

Здесь p и p' — квазиимпульсы электрона в начальном и конечном состояниях, $\hbar\omega$ — энергия фотона, q — его волновой вектор. Т. к. импульс фотона $\hbar q$ мал по сравнению с p' и p, то $p \approx p'$ (рис. 7). Если экстремумы обеих зон находятся в одной точке импульсного пространства, порог прямых переходов (край поглощения) совпадает с $\mathscr{E}_g$. Фотоны с $\hbar\omega < \mathscr{E}_g$ могут поглощаться лишь за счёт значительно менее вероятных процессов (см. ниже); прозрачность П. резко возрастает при $\hbar\omega < \mathscr{E}_g$.

Рис. 7. Прямые переходы; экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся в точке $p = 0$.

Непрямыми наз. переходы, в к-рых кроме электрона и фотона участвует фонон или примесный центр. В этом случае соотношение $p \approx p'$ не выполняется. Непрямые переходы менее вероятны, однако они определяют коэф. поглощения света при $\hbar\omega > \mathscr{E}_g$ в случае, когда экстремумы зон находятся в разных точках импульсного пространства. У Ge, напр., абс. экстремум зоны проводимости находится в точке B (рис. 8), к-рая лежит на границе зоны Бриллюэна. Максимум валентной зоны лежит в точке A при $p = 0$. Зона проводимости имеет более высокий минимум в точке C при $p = 0$. Разность энергий между точками C и A равна $\mathscr{E}_{cv}$. Прямые переходы возможны лишь при $\hbar\omega > \mathscr{E}_{cv}$. В области энергий $\mathscr{E}_g \leqslant \hbar\omega < \mathscr{E}_{cv}$ возможны лишь непрямые переходы (наклонная линия). Коэф. поглощения света вблизи фундам. края $\sim 10^4$—10^5 см$^{-1}$ при прямых переходах и $\sim 10^3$ см$^{-1}$ при непрямых переходах.

Рис. 8. Прямые и непрямые переходы для зонной структуры Ge.

Экситон. Структура края фундам. поглощения усложняется за счёт взаимодействия электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, возникающих при поглощении фотона. Электрон и дырка могут образовать связанное состояние, к-рое наз. *Ванье — Мотта экситоном*. Вследствие этого энергия фотона, соответствующая краю поглощения, уменьшается на величину энергии связи экситона. Т. к. экситон имеет также возбуждённые состояния, то край фундам. поглощения имеет структуру, напоминающую бальмеровскую серию атома водорода. При достаточно большой интенсивности света в П. может образоваться значит. кол-во экситонов. С увеличением их концентрации они конденсируются, образуя *электронно-дырочную жидкость*.

Влияние внешних полей. Структура края фундам. поглощения изменяется под влиянием электрич. и магн. полей. Электрич. поле «наклоняет» зоны и делает возможным туннельный переход при $\hbar\omega < \mathscr{E}_g$ (см. *Келдыша — Франца эффект*). Магн. поле вызывает квантование энергии электронов и дырок, т. е. возникновение эквидистантных *Ландау уровней*, расстояние между к-рыми равно $\hbar eH/m$, где m — эфф. масса электрона или дырки. Плотность состояний носителей заряда вблизи уровней Ландау возрастает, вследствие чего появляются осцилляции коэф. поглощения как ф-ции частоты света. Максимум поглощения соответствует переходам между уровнями Ландау. Изучение осцилляций позволяет расшифровать спектр электронов и дырок (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле).

Размерное квантование. На край фундам. поглощения влияет также т. н. размерное квантование, к-рое возникает, если образец представляет собой тонкую плёнку или имеет маленькие размеры во всех измерениях. Соответствующие уровни энергии также проявляются при межзонном поглощении света (см. *Квантовые размерные эффекты*).

При $\hbar\omega < \mathscr{E}_g$ важную роль играет внутризонное поглощение. Квантование в магн. поле или размерное квантование может значительно усилить внутризонное поглощение на выделенных этим квантованием частотах, что также позволяет изучать спектр носителей. *Циклотронный резонанс* оказался наиб. важным явлением такого рода: электроны в сильном пост. магн. поле H двигаются по замкнутым траекториям, причём период обращения зависит от вида энергетич. спектра П., от величины магн. поля H и его направления относительно кристаллографич. осей. Образец помещают в ВЧ-поле и исследуют поглощение энергии этого поля в зависимости от величины H. Резонанс возникает, когда частота поля совпадает с циклотронной частотой электрона.

Генерация неравновесных носителей. Концентрация равновесных электронов и дырок определяется темп-рой образца. Мп. важные свойства П. связаны с неравновесными носителями, к-рые могут быть созданы разными способами, напр. при возбуждении светом и инжекцией через контакты. При облучении светом, с $\hbar\omega > \mathscr{E}_g$, генерируются электроны и дырки, к-рые являются неравновесными. При стационарном освещении их концентрация не зависит от времени и определяется интенсивностью света и временем жизни носителей (в свободном состоянии). Они обусловливают явление *фотопроводимости* — изменения электропроводности под действием света. Иногда электропроводность при освещении отличается на много порядков от т. н. темновой электропроводности. Если прекратить освещение, концентрация носителей возвращается к равновесному значению за время порядка времени жизни неравновесных носителей. Малая инерционность этого явления позволила создать чувствит. приборы для регистрации светового излучения, в т. ч. и для ИК-диапазона (см. *Приёмники оптического излучения*).

При протекании тока через контакт П. с металлом или др. П. неравновесные электроны и дырки заполняют приконтактную область, причём их концентрация зависит от величины тока, а толщина области, заполненной неравновесными носителями,— от длины, на к-рую они диффундируют за время жизни (см. *Инжекция носителей заряда*, *Контактные явления в полупроводниках*).

Рекомбинация. Время жизни носителей определяется рекомбинац. процессами, в результате к-рых исчезают электронно-дырочные пары, т. е. электроны возвращаются из зоны проводимости в валентную зону. Рекомбинация неравновесных носителей может сопровождаться излучением квантов света (*люминесценция*).

Люминесценция может быть вызвана светом (*фотолюминесценция*) или электрич. током (*электролюминесценция*). На явлении электролюминесценции основана работа большинства полупроводниковых излучателей света (см. *Светоизлучающий диод*, *Рекомбинация носителей заряда* в полупроводниках).

За счёт неравновесных носителей в П. может возникать **инверсия населённостей**, когда число электронов на более высоких уровнях энергии больше, чем на низких. В таких условиях излучение света превышает его поглощение, т. е. происходит усиление света. Усиление происходит лишь в т. н. активной области П. В остальных местах инверсия населённостей отсутствует и преобладает поглощение света. Если усиление света в активной области столь велико, что ово компенсирует и потери в пассивной области и выход световой энергии вовне, то возникает генерация света. В полупроводниковых лазерах инверсия населённостей обычно достигается инжекцией неравновесных носителей через контакты (см. *Инжекционный лазер*, *Гетеролазер*).

При безызлучат. рекомбинации выделяемая энергия в конечном счёте отдаётся решётке. Механизмы безызлучат. рекомбинации разнообразны. При небольших концентрациях носителей осн. механизмом является рекомбинация через промежуточное состояние в запрещённой зоне, образованное примесью или дефектом решётки. Примесь захватывает сначала носитель одного знака (напр., электрон), а затем второго знака (дырку). В результате электрон и дырка исчезают, а примесь или дефект возвращается в исходное зарядовое состояние. Аналогичным механизмом является поверхностная рекомбинация, к-рая происходит при участии поверхностных состояний. При больших концентрациях носителей важную роль играет т. н. оже-рекомбинация, когда энергия передаётся 3-му носителю. Оже-рекомбинация обусловлена взаимодействием электронов. При конструировании светодиодов и лазеров безызлучат. рекомбинация нежелательна и её стараются по возможности уменьшить.

Полупроводниковые структуры. Простейшей полупроводниковой структурой является p — n-*переход*. Его получают, легируя образец так, чтобы в одной его части преобладали донорные, в другой — акцепторные примеси. Осн. свойство p — n-перехода состоит в том, что абс. величина тока I, к-рый течёт через него, сильно зависит от полярности приложенного напряжения U (рис. 9). Если переход включён в прямом направлении,

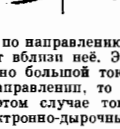


Рис. 9. Вольт-амперная характеристика p — n-перехода.

то электроны и дырки движутся по направлению к границе областей и рекомбинируют вблизи неё. Этот механизм обеспечивает относительно большой ток. Если переход включён в обратном направлении, то носители движутся от границы. В этом случае ток течёт лишь за счёт генерации электронно-дырочных пар вблизи границы и оказывается по величине значительно меньшим, чем ток в прямом направлении. Т. о., p — n-переход может работать как выпрямитель. На основе p — n-переходов делают также солнечные батареи, светодиоды, лазеры и др. приборы (см. *Диоды твердотельные*). Два p — n-перехода, включённые навстречу друг другу, образуют *транзистор*.

Для нужд полупроводниковой электроники изготовляют т. н. *pin-диоды*, в к-рых p- и n-области разделены областью с собств. проводимостью (i), а также периодич. структуры, состоящие из большого кол-ва n- p- и n-областей (p — n — p и др.). Все перечисленные выше структуры получаются путём легирования донорами и акцепторами к.-л. одного материала (см. *Легирование полупроводников*). Гетероструктуры и гетеропереходы, представляющие собой контакт разных полупроводниковых материалов, применяются при создании полупроводниковых лазеров и др. полупроводниковых приборов.

Метод молекулярной *эпитаксии* позволяет создать сверхструктуры, представляющие собой периодич. чередование П. с разными $\mathscr{E}_g$ (рис. 10). При этом в зоне проводимости и в валентной зоне возникают периодически расположенные потенц. ямы и барьеры, размеры к-рых могут быть порядка неск. межатомных расстояний. В результате в зоне проводимости и в валентной зоне появляются т. н. мини-зоны, раз-

Рис. 10. Энергетическая схема сверхструктуры (мини-зоны заштрихованы).

делённые запрещёнными интервалами энергии. Благодаря этому сверхструктуры обладают свойствами, нашедшими применение в твердотельной электронике.

Поверхность полупроводника. Под поверхностью П. понимают неск. атомных слоёв вблизи границы П. Она обладает свойствами, отличающимися от объёмных. Наличие поверхности нарушает трансляц. симметрию кристалла и приводит к *поверхностным состояниям* для электронов, а также к особым эл.-магн. волнам (поверхностные *поляритоны*), колебат. и *спиновым волнам*. Благодаря своей хим. активности поверхность, как правило, покрыта макроскопич. слоем посторонних атомов или молекул, адсорбируемых из окружающей среды. Эти атомы и определяют физ. свойства поверхности, маскируя состояния, присущие чистой поверхности. Развитие техники сверхвысокого вакуума позволило получать и сохранять в течение неск. часов атомарно чистую поверхность. Исследования чистой поверхности методом дифракции медленных электронов показали, что кристаллографич. плоскости могут смещаться как целое в направлении, перпендикулярном к поверхности. В зависимости от ориентации поверхности по отношению к кристаллографич. осям это смещение может быть направлено внутрь П. или наружу. Кроме того, атомы приповерхностного слоя изменяют положение равновесия в плоскости, перпендикулярной поверхности, по сравнению с их положениями в такой же плоскости, находящейся далеко от поверхности (*реконструкция поверхности*). При этом возникают упорядоченные двумерные структуры с симметрией ниже объёмной или не полностью упорядоченные структуры. Первые являются термодинамически равновесными, и их симметрия зависит от ориентации поверхности. При изменении темп-ры могут происходить фазовые переходы, при к-рых симметрия структур изменяется (см. *Поверхность*).

Лит.: Анселъм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

А. Л. Эфрос.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ — вещества с чётко выраженными свойствами *полупроводников* в широком интервале темп-р, включая комнатную ($T \sim 300$ К). Характеризуются значениями уд. электропроводности ($\sigma \sim 10^4$—10^{-10} Ом·см$^{-1}$ при

$T \sim 300$ К), промежуточными между уд. электропроводностью *металлов* и хороших *диэлектриков*. В отличие от металлов, концентрация подвижных носителей заряда в П. м. значительно ниже концентрации атомов, а электропроводность σ возрастает с ростом T. Для П. м. характерна высокая чувствительность эл.-физ. свойств к внеш. воздействиям (нагрев, облучение, деформация и т. д.), а также к содержанию примесей и структурных дефектов. Характеристики важнейших П. м. приведены в табл. 1.

По структуре П. м. делятся на кристаллические, аморфные, жидкие. Ряд органич. веществ также проявляет полупроводниковые свойства и составляет обширную группу органических полупроводников. Наиб. значение имеют неорганич. кристаллич. П. м., к-рые по хим. составу разделяются на элементарные, двойные, тройные и четверные хим. соединения, растворы и сплавы. Полупроводниковые соединения классифицируют по номерам групп периодич. табл. элементов, к к-рым принадлежат входящие в их состав элементы.

Основные группы кристаллических полупроводниковых материалов (см. табл. 1):

1. Элементарные П. м.: Ge, Si, C (*алмаз*), B, α-Sn, Te, Se и др. Важнейшими представителями этой группы являются Ge и Si — осн. материалы полупроводниковой электроники. Обладая 4 валентными электронами, атомы Ge и Si образуют кристаллич. решётку типа алмаза, где каждый атом имеет 4 ближайших соседа, с каждым из к-рых связан *ковалентной связью* (координация соседей — тетраэдрическая). Они образуют между собой непрерывный ряд *твёрдых растворов*, также являющихся важными П. м.

2. Соединения типа $A^{III}B^{V}$. Имеют в осн. кристаллич. структуру типа сфалерита. Связь атомов в кристаллич. решётке носит преим. ковалентный характер с пек-рой долей (5—15%) ионной составляющей (см. *Химическая связь*). Важнейшие представители этой группы: GaAs, InP, InAs, InSb, GaP. Мн. П. м. $A^{III}B^{V}$ образуют между собой непрерывный ряд твёрдых растворов тройных и более сложных ($Ga_xAl_{1-x}As$, $GaAs_xP_{1-x}$, $Ga_xIn_{1-x}P$, $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ и т. д.), к-рые также являются важными П. м. (см. *Гетеропереход*, *Гетероструктура*).

3. Соединения элементов VI группы (O, S, Se, Te) с элементами I — V групп, а также с переходными и редкоземельными металлами. Среди этих П. м. наиб. интерес представляют соединения типа $A^{II}B^{VI}$. Они имеют кристаллич. структуру типа сфалерита или вюрцита, реже — типа NaCl. Связь между атомами носит ковалентно-ионный характер (доля ионной составляющей порядка 45—60%). Для П. м. типа $A^{II}B^{VI}$ характерны явление *полиморфизма* и наличие политипов кубической и гексагональной модификаций. Важнейшие представители: CdTe, CdS, ZnTe, ZnSe, ZnO, ZnS. Мн. П. м. типа $A^{II}B^{VI}$ образуют между собой непрерывный ряд твёрдых растворов; важнейшие из них: $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Cd_xHg_{1-x}Se$, $CdTe_xSe_{1-x}$. Физ. свойства в значит. мере определяются концентрацией собственных точечных *дефектов* структуры, проявляющих электрич. активность (центры рассеяния и рекомбинации).

Соединения типа $A^{IV}B^{VI}$ имеют кристаллич. структуру типа NaCl или орторомбическую. Связь между атомами — ковалентно-ионная. Типичные представители: PbS, PbTe, SnTe. Они образуют между собой непрерывный ряд твёрдых растворов, среди них наиб. важны $Pb_xSn_{1-x}Te$, $Pb_xSn_{1-x}Se$. Собств. точечные дефекты структуры в $A^{IV}B^{VI}$ имеют низкую энергию ионизации и проявляют электрич. активность.

Соединения типа $A^{III}_2B^{VI}_3$ имеют кристаллич. структуру типа сфалерита с $^1/_3$ незаполненных катионных узлов. По своим свойствам занимают промежуточное положение между $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{VI}$. Для них характерны низкие решёточная теплопроводность и *подвижность носителей заряда*. Типичные представители: Ga_2Te_3, Ga_2Se_3, In_2Te_3.

Табл. 1. — **Характеристики важнейших полупроводниковых материалов** (* означает усреднение по кристаллографическим направлениям)

Полупроводниковый материал	Тип кристаллич. решётки	Период кристаллич. решётки, Å (300 К)	$T_{пл.}$, °С	Плотность, г/см³ (300 К)	Коэф. линейного расширения ×10⁶, К⁻¹	Коэф. теплопроводности, Вт×см⁻¹×град⁻¹	Диэлектрич. проницаемость, ε_0*	Темп-ра Дебая, θ_D
Si	кубическая (алмаза)	5,43072	1417	2,32830	2,4(300 К)	1,3	11,7	689(300 К) 539(80 К)
Ge	» —«—	5,65754	937	5,32600	5,75(300 К)	0,63	16	406(300 К) 353(80 К)
$A^{III}B^{V}$								
InSb	кубическая (сфалерита)	6,4795	525	5,775	5,04(300 К)	0,17	17	202(300 К)
InAs	—«—	6,05838	943	5,667	5,19(300 К)	0,27	14,5	249(300 К)
InP	—«—	5,86875	1062	4,787	4,75(300 К)	0,67	14	321(300 К)
GaSb	—«—	6,09686	706	5,61220	6,7(298—873 К)	0,34	15	265(300 К)
GaAs	—«—	5,6535	1238	5,3161	6,0(300 К)	0,46	12,5	344(300 К)
GaP	—«—	5,4495	1470	4,1297	5,3(300 К)	0,75	10,2	446(300 К)
$A^{II}B^{VI}$								
ZnS	кубическая (сфалерита)	5,4093	1830	4,09	6,14(300 К)	0,026	8,16*	310(300 К)
	гексагональная (вюрцита)	a=3,820 c=6,260						315(80 К)
ZnSe	кубическая (сфалерита)	5,6687	1427	5,264	9,44(300—1000 К)	0,19	8,5*	400(80 К)
	гексагональная (вюрцита)	a=4,003 c=7,099						
ZnTe	кубическая (сфалерита)	kI—6,1033	1239	5,633	9,02(300 К)	0,18	9,8*	250(80 К)
	гексагональная (вюрцита)	kII—a=4,310 c=7,090						
CdS	кубическая (сфалерита)	5,820	1740	4,825	6,5(300—1100 К)	0,2	9,3*	250—300(300 К)
	гексагональная (вюрцита)	a=4,1368 c=6,7136						
CdSe	кубическая (сфалерита)	0,6050	1347	5,81	—	0,043	9,5*	230(80 К)
	гексагональная (вюрцита)	a=4,304 c=7,018						
CdTe	кубическая (сфалерита)	6,482	1092	5,85	4,9(300 К)	0,075	10,5*	200(80 К)
HgTe	кубическая (сфалерита)	6,463	670	8,076	4,0(300 К)	0,016	48*	—

Таблица 2. — Параметры зонной структуры и свойства носителей заряда для важнейших полупроводниковых материалов

Полупроводниковый материал	Тип зонной структуры	$\mathscr{E}_g$, эВ (300 К)	$\partial\mathscr{E}_g/\partial T$, $\cdot 10^{-4}$, эВ·град$^{-1}$	$\partial\mathscr{E}_g/\partial p$, $\cdot 10^{-6}$, эВ/бар	m в долях m_0 (300 К)		μ, см$^2\cdot$В$^{-1}\cdot$с$^{-1}$	
					электроны	дырки	электроны	дырки
Si	непрямозонный	1,14	−4	1,5	0,33	0,55	1500(300К)	480(300К)
Ge	—«—	0,67	−4	5	0,22	0,39	4500—«—	1900—«—
$A^{III}B^{V}$								
InSb	прямозонный	0,18	−2,8	14,8(6000)	0,013	0,4	80000—«—	750—«—
							$1,2\cdot10^6$(77К)	$9,1\cdot10^2$(77К)
InAs	—«—	0,356	−2,2	8,5(6000)	0,025	0,4	35000(300К)	240(300К)
InP	—«—	1,35	−2,9	4,8	0,073	0,4	5000—«—	200—«—
GaSb	—«—	0,79	−3,8	12	0,042	0,5	4000—«—	1400—«—
GaAs	—«—	1,43	−5	12,5	0,072	0,68	8500—«—	450—«—
GaP	непрямозонный	2,26	−5,5	1,7	0,35	0,5	300—«—	100—«—
$A^{II}B^{VI}$								
ZnS	прямозонный	3,68	−5,3	5,7	0,23	0,6	170	—
ZnSe	—«—	2,8	−7,2(30—400К)	6	0,16	0,6	260(300К)	15—«—
ZnTe	—«—	2,25	—	6	0,17	0,6	340—«—	110—«—
CdS	—«—	2,42; 2,53	−4,4(77—300К)	3,3	0,2	0,5	350—«—	50—«—
CdSe	—«—	1,85	−4,6(90—400К)	—	0,13	0,6	550—«—	50—«—
CdTe	—«—	1,55	−4,1(77—394К)	3,0	0,11	0,35	$4\cdot10^4$(77К)	80—«—
							1200(300К)	
HgTe	—«—	0,15	−16(4К)	10	0,017	0,16	$2,3\cdot10^4$—«—	100—«—
					0,03(4,2К)	0,35 (4,2К)	$7\cdot10^4$(77К)	

4. Тройные соединения типа $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$. Кристаллизуются в осн. в решётке халькопирита. Обнаруживают упорядочение в магн. и электрич. полях. Образуют между собой твёрдые растворы. Типичные представители: $CdSnAs_2$, $CdGeAs_2$, $ZnSnAs_2$.

5. Карбид кремния SiC — единств. соединение, образуемое элементами IV группы между собой; существует в неск. структурных модификациях: β-SiC (структура сфалерита), α-SiC (гексагональная структура), имеющая ок. 15 разновидностей.

Некристаллические полупроводниковые материалы

Типичными представителями являются стеклообразные П. м.— халькогенидные и оксидные. К первым относятся сплавы Tl, P, As, Sb, Bi с S, Se, Te, характеризующиеся широким диапазоном значений σ, низкими темп-рами размягчения, устойчивостью к кислотам и щелочам. Типичные представители: As_2Se_3 — As_2Te_3, Tl_2Se — As_2Se_3. Оксидные стеклообразные П. м. имеют состав типа V_2O_5 — P_2O_5 — RO_x (R — металл I — IV групп); σ = 10^{-4}—10^{-3} Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$. Стеклообразные П. м. имеют электронную проводимость, обнаруживают *фотопроводимость* и *термоэдс*. При медленном охлаждении обычно превращаются в кристаллич. П. м.

Важными некристаллич. П. м. являются также твёрдые растворы водорода в аморфных полупроводниках (гидрированные некристаллич. П. м.): α-Si(H), α-$Si_{1-x}C_x$(H), α-$Si_{1-x}Ge_x$(H), α-$Si_{1-x}N_x$(H), α-$Si_{1-x}Sr_x$(H). Водород обладает высокой растворимостью в этих П. м. и замыкает на себя значит. кол-во «болтающихся» связей, характерных для аморфных П. м. В результате резко снижается *плотность состояний* носителей заряда в запрещённой зоне и появляется возможность создания p — n-переходов (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*).

Свойства полупроводниковых материалов

Осн. физ.-хим. свойства важнейших П. м. представлены в табл. 1 и 2.

Прослеживаются следующие общие закономерности в изменении свойств. С увеличением энергии связи между атомами уменьшается период кристаллич. решётки a, возрастают темп-ра плавления $T_{пл}$ и ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$. С увеличением молекулярной (атомной) массы период кристаллич. решётки a возрастает, $T_{пл}$ и $\mathscr{E}_g$ уменьшаются. Нагрев П. м. приводит к увеличению a; внеш. давление p вызывает уменьшение a. При этом соотв. уменьшаются или увеличиваются энергия связи между атомами и ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ (табл. 1).

Зонная структура. В большинстве практически важных П. м. валентные зоны имеют сходное строение. Они вырождены и состоят из зоны тяжёлых дырок $v_т$, зоны лёгких дырок $v_л$ и спин-оотщеплённой зоны v_s (рис. 1). Все зоны имеют максимум в центре *Бриллюэна зоны* ($k = 0$). Перенос носителей в П. м. с дырочной проводимостью определяется дырками первых 2 зон, эфф. массы к-рых приведены в табл. 2 (см. *Зонная теория*).

Рис. 1. Зонная структура: слева — прямозонных полупроводниковых материалов; справа — непрямозонных.

В зоне проводимости, помимо минимума в центре Бриллюэна зоны ($k = 0$), есть побочные минимумы, располагающиеся вдоль кристаллографич. направлений [100] или [111]. Электроны в центр. минимуме c_1 имеют высокую подвижность μ и малую эфф. массу m, в побочных минимумах — низкую подвижность и большую m. Если энергетически наиб. низким является минимум в центре Бриллюэна зоны, то такие П. м. наз. «прямозонными». П. м., где энергетически наиб. низкими являются минимумы в направлениях

[100] или [111], относятся к числу «непрямозонных». В прямозонных П. м. электроны проводимости имеют высокую подвижность и малую эфф. массу, в непрямозонных наоборот (табл. 2). Величина коэф. поглощения света вблизи края фундаментального поглощения

Таб л. 3. — **Коэффициент излучательной рекомбинации $K_и$**

Полупроводниковый материал	Тип зонной структуры	$K_и$, $см^3 \cdot с^{-1}$
Si	Непрямозонный	$1{,}79 \cdot 10^{-15}$
Ge	—»—	$5{,}25 \cdot 10^{-14}$
GaP	—»—	$5{,}37 \cdot 10^{-14}$
GaAs	Прямозонный	$7{,}21 \cdot 10^{-10}$
GaSb	—»—	$2{,}39 \cdot 10^{-10}$
InAs	—»—	$8{,}5 \cdot 10^{-11}$
InSb	—»—	$4{,}58 \cdot 10^{-11}$

в прямозонных П. м. $10^4 — 10^5$ $см^{-1}$, в непрямозонных П. м. — $10^2—10^3$ $см^{-1}$. Прямозонные П. м. обнаруживают более высокий коэф. излучат. рекомбинации (табл. 3) (см. *Рекомбинация носителей заряда*).

Свойства полупроводниковых твёрдых растворов зависят от их состава и природы составляющих компонентов. Период кристаллич. решётки обычно линейно зависит от концентрации растворённого компонента (правило Вегарда). Концентрац. зависимости подвижности носителей μ, времени их жизни τ, интенсивности излучат. рекомбинации $K_и$ и оптич. поглощения в твёрдых растворах прямозонных П. м. описываются плавными кривыми между значениями, характерными для составляющих их компонентов (рис. 2).

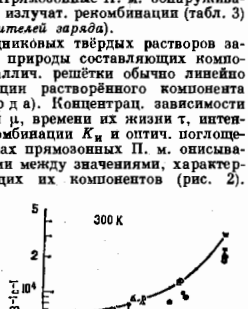


Рис. 2. Зависимость подвижности μ носителей в растворах прямозонных полупроводников $GaxIn_{1-x}As$ от концентрации компонентов (x).

В твёрдых растворах, образованных прямозоиным и непрямозонным П. м., в области составов, где происходит изменение зонной структуры, наблюдаются резкие изменения свойств (рис. 3).

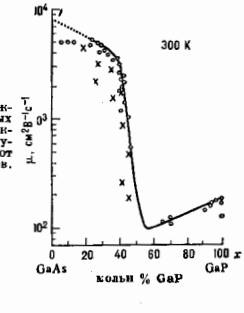


Рис. 3. Зависимость подвижности μ носителей в твёрдых растворах между прямозонным и непрямозонным полупроводниками $GaAs_xP_{1-x}$ от концентрации компонентов.

Зависимость свойств П. м. от природы и концентрации примесей и дефектов используют для целенаправленного изменения характеристик П. м. путём легирования (см. *Легирование полупроводников*).

Получение чистых полупроводниковых материалов

Очистка от посторонних примесей в случае Ge и Si осуществляется путём синтеза их летучих соединений (хлоридов, гидридов) с последующей глубокой очисткой методами ректификации, сорбции, частичного гидролиза и термич. обработки. Хлориды подвергают затем высокотемпературному восстановлению водородом, также прошедшим предварит. глубокую очистку, с осаждением восстановленных продуктов на прутках из Ge или Si. Из очищенных гидридов Ge и Si выделяют путём термич. разложения. В результате достигается суммарное содержание остаточных электрически активных примесей $\sim 10^{-7}—10^{-9}\%$.

Получение особо чистых полупроводниковых соединений осуществляют, применяя для их синтеза очищенные компоненты. Суммарное содержание остаточных примесей в исходных материалах $\sim 10^{-4}—10^{-5}\%$. Синтез разлагающихся соединений проводят либо в запаянных кварцевых ампулах при контролируемом давлении паров летучего компонента в рабочем объёме, либо под слоем т. н. жидкого флюса (напр., особо чистый обезвоженный борный ангидрид). Синтез соединений, имеющих большое давление паров летучего компонента над расплавом, осуществляют в камерах высокого давления. Часто синтез совмещают с последующей дополнит. очисткой соединения путём направленной или зонной кристаллизации расплава. Направленную кристаллизацию осуществляют перемещением контейнера с расплавом в область (зону) с градиентом темп-ры. При зонной плавке расплавленная зона перемещается вдоль кристалла.

Выращивание полупроводниковых монокристаллов

Наиб. распространённым способом является вытягивание из расплава по методу Чохральского (см. *Кристаллизация, Монокристаллов выращивание*). Этим методом получают монокристаллы Ge, Si, соединений $A^{III}B^{V}$, $A^{II}B^{VI}$, $A^{IV}B^{VI}$ и т. д. Вытягивание монокристаллов неразлагающихся П. м. проводят в атмосфере водорода, инертных газов или в условиях глубокого вакуума. При выращивании монокристаллов разлагающихся соединений (InAs, GaAs, InP, GaP, CdTe, PbTe и др.) расплав герметизируют слоем жидкого борного ангидрида (флюс). Монокристаллы вытягивают, погружая затравку в расплав через флюс и поддерживая в рабочем объёме над расплавом определ. давление инертного газа. Часто вытягивание осуществляют в камерах высокого давления; при этом совмещается процесс выращивания монокристалла с предварит. синтезом соединения под слоем флюса (GaAs, InP, GaP и др.).

Для выращивания монокристаллов П. м. также используют методы направленной и зонной кристаллизации в горизонтальном и вертикальном варианте (индукционный или резистивный нагрев). В случае разлагающихся соединений для получения монокристаллов стехиометрич. состава процесс проводят в запаянных кварцевых ампулах, поддерживая равновесное давление паров летучего компонента над расплавом; часто для этих целей требуются камеры высокого давления, в к-рых поддерживается противодавление инертного газа. При получении монокристаллов необходимой кристаллографич. ориентации используют ориентированные монокристаллич. затравки.

Для выращивания монокристаллов, обладающих благоприятным сочетанием величин плотности и поверхностного натяжения, можно использовать метод бестигельной зонной плавки. Отсутствие контакта расплава со стенками контейнера позволяет получать наиб. чистые монокристаллы. Обычно процесс выращивания

монокристалла совмещают с предварит. дополнит. зонной очисткой. Для создания расплавленной зоны применяют индукционный нагрев (используется в технологии Si).

Для получения монокристаллов ряда тугоплавких разлагающихся полупроводниковых соединений применяют кристаллизацию из газовой фазы методами сублимации и хим. транспортных реакций (напр., CdS, ZnS, SiC, AlN).

Если при выращивании не удаётся получить соединение стехиометрич. состава, кристаллы разрезают на пластины и подвергают дополнит. отжигу в парах недостающего компонента. Наиб. часто этот приём используют для получения кристаллов узкозонных соединений $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^{VI}$, где собств. точечные дефекты проявляют высокую электрич. активность (PbTe, $Pb_xSn_{1-x}Te$, $Cd_xHg_{1-x}Te$ и др.). Для выращивания профилиров. монокристаллов П. м. (ленты, прутки, трубы и т. д.) применяют метод Степанова. Процессы получения П. м. в виде монокристаллич. плёнок на различного рода монокристаллич. подложках наз. процессами эпитаксиального наращивания (см. *Эпитаксия*).

Применение полупроводниковых материалов

Осн. областью применения П. м. является *микроэлектроника*. П. м. составляют основу современных больших и сверхбольших *интегральных схем* (ИС), к-рые делаются в осн. на Si. Повышение быстродействия и снижение потребляемой мощности связаны с созданием ИС на основе GaAs, InP и их твёрдых растворов с др. соединениями $A^{III}B^{V}$.

П. м. используют для изготовления «силовых» электронных приборов (вентилей, тиристоров, мощных *транзисторов*). Здесь также осн. П. м. является Si, а дальнейшее продвижение в область более высоких рабочих темп-р связано с применением GaAs, SiC и др. широкозонных П. м. Расширяется применение П. м. в солнечной энергетике. Осн. П. м. для изготовления *солнечных батарей* являются Si, GaAs, гетероструктуры $Ga_xAl_{1-x}As$ — GaAs, Cu_2S — CdS, α-Si(H), α-Si(H) — $\alpha\text{-}Si_xC_{1-x}(H)$. С применением некристаллич. гидрированных П. м. связаны перспективы снижения стоимости солнечных батарей.

П. м. используются в произ-ве *полупроводниковых лазеров* и *светоизлучающих диодов*. Лазеры изготовляют на основе ряда прямозонных соединений $A^{III}B^{V}$, $A^{II}B^{VI}$, $A^{IV}B^{VI}$ и др. Важнейшими П. м. для изготовления *инжекционных лазеров* являются *гетероструктуры*: $Ga_xAl_{1-x}As$ — GaAs; $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ — InP; $Ga_xIn_{1-x}As$ — InP; $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ — $GaAs_{1-x}P_x$; $Pb_xSn_{1-x}Te$ — PbTe (см. *Гетеролазер*). Для изготовления светодиодов используют GaAs, GaP, $GaAs_{1-x}P_x$, $Ga_xIn_{1-x}As$, $Ga_xAl_{1-x}As$, SiC и др. П. м. составляют основу фотоприёмных устройств широкого диапазона (Ge, Si, GaAs, GaP, InSb, InAs, $Ga_xAl_{1-x}As$, $Hg_{1-x}Cd_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и др.). Полупроводниковые лазеры и фотоприёмники — составляющие элементной базы волоконно-оптич. линий связи (см. *Волоконная оптика*).

Широко используются П. м. для создания разл. приборов СВЧ- и радиодиапазонов (биполярные и полевые транзисторы, транзисторы на горячих электронах, *лавинопролётные диоды*), детекторов частиц (чистые Ge, Si, GaAs, CdTe и др.; см. *Полупроводниковый детектор*). На основе П. м. изготовляются термохолодильники, тензодатчики, высокочувствит. термометры, датчики магн. полей, модуляторы и волноводы ИК-излучения, т. и. оптические окна и др.

Лит.: Горелик С. С., Дашевский М. Я., Материаловедение полупроводников и металловедение, М., 1973; Мильвидский М. Г., Полупроводниковые материалы в современной электронике, М., 1986; Нашельский А. Я., Технология полупроводниковых материалов, М., 1987; Мейлихов Е. З., Лазарев С. Д., Электрофизические свойства полупроводников, (Справочник физических величин), М., 1987.

М. Г. Мильвидский.

ПОЛУПРОВОДНИКО́ВЫЕ ПРИБО́РЫ — общее название разнообразных приборов, действие к-рых основано на свойствах полупроводников — однородных (табл. 1) и неоднородных, содержащих *p — n-переходы* и *гетеропереходы* (табл. 2, 3). В П. п. используются разл. явления, связанные с чувствительностью полупроводников к внеш. воздействиям (изменению темп-ры, действию света, электрич. и магн. полей и др.), а также поверхностные свойства полупроводников (контакт полупроводник — металл, полупроводник — диэлектрик и их сочетания).

Табл. 1. — **Полупроводниковые приборы на основе однородного полупроводника**

Внешнее воздействие	Используемое явление (свойство)	Название прибора	Число электродов
Свет	Пропускание света выше определ. частоты	Оптич. фильтр	0
»	Генерация носителей заряда под действием света	*Полупроводниковый лазер* с оптич. накачкой	
Электронный пучок	Генерация носителей под действием электронов	Полупроводниковый лазер с накачкой электронным пучком	—
Электрич. поле E	Электропроводность полупроводника σ; ток $I=\sigma E$	Резистор (сопротивление)	—
»	*Ганна эффект*	Генератор Ганна	2
Свет частоты ω и E	Внутр. фотоэффект; $I=\sigma(\hbar\omega)E$	Фотосопротивление (фоторезистор)	2
E и магн. поле H	Магнеторезистивный эффект (*магнетосопротивление*)	Сопротивление (резистор), управляемое магн. полем	2
»	*Холла эффект*; $V_H=f(E, H)$	Датчик Холла	4
E, темп-ра T	Зависимость электропроводности полупроводника от темпры: $I=\sigma(T)E$	Термистор (терморезистор)	2
E, давление p	Тензорезистивный эффект	Тензодатчик	2

Табл. 2. — **Многопереходные полупроводниковые приборы**

Внешнее воздействие	Название	Основные особенности	Число электродов
E_1 или E_2	Биполярный транзистор	Взаимосвязанные p-n и n-переходы	3
E	Диодный тиристор	Четырёхслойная структура $p-n-p-n$	2
«	Триодный тиристор	$p-n-p-n$-структура с 1 управляющим электродом	3
«	Полевой транзистор с $p-n$-переходом	Униполярный транзистор с затвором в виде $p-n$-перехода	3
«	МДП-диод	Диоды с *МДП-структурой* (переменная ёмкость, светоизлучающие диоды, приёмники света)	2
«	МДП-транзистор (МДП-триод)	МДП-структура	3

Наряду с П. п., классификация к-рых приведена в табл. 1, 2, 3, к П. п. относят также полупроводниковые *интегральные схемы* — монолитные функциональные узлы, все элементы к-рых изготовляются в едином технол. процессе.

Лит.: Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д., Полупроводниковые приборы, 4 изд., М., 1987; Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых приборов, 2 изд., М., 1970; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984.

Табл. 3. — **Полупроводниковые приборы с одним p—n-переходом, гетеропереходом или переходом металл—диэлектрик**

Внешнее воздействие	Используемое явление	Название прибора	Число электродов
Свет	Вентильная *фотоэдс*	Полупроводниковый фотоэлемент, солнечная батарея	2
E	Вольт-амперная характеристика p—n-перехода	Полупроводниковый диод-выпрямитель	2
«	Зависимость сопротивления p—n-перехода от приложенного напряжения	*Варистор* (переменное сопротивление)	2
«	Зависимость ёмкости p—n-перехода от приложенного напряжения	*Варактор* (переменная ёмкость)	2
«	Излучат. рекомбинация электронов и дырок в области гомо- или гетеро- p—n-перехода (спонтанная)	Светоизлучающий диод (электролюминесцентный диод)	2
«	N-образная вольт-амперная характеристика сильнолегированного (с двух сторон) p—n-перехода (вырождение)	Тунельный диод (усиление и генерирование электрич. колебаний с частотами 10 ТГц)	2
«	Излучат. рекомбинация (вынужденная) в области гомо- или (чаще) гетеро- p—n-переходов	*Инжекционный лазер*	2
«	Резкое возрастание тока через p—n-переход из-за лавинного пробоя и туннелирования	Стабилизатор напряжения	2
«	Генерация колебаний СВЧ, связанная с лавинным умножением и задержкой ия время пролёта	*Лавинно-пролётный диод* (генератор)	2
«	Вольт-амперная характеристика контакта металл—полупроводник	Диод Шоттки, диод Мотта, точечный диод	2
«	Генерация электронно-дырочных пар частицей, влетающей в обеднённый носителями слой вблизи контакта полупроводник—металл или вблизи p—n-перехода	Полупроводниковый детектор частиц	«
T	*Зеебека эффект*	Термопара, термогенератор	«
E, T	*Пельтье эффект*	Холодильник Пельтье	«
Свет, E	Генерация электронов и дырок в области p—n-перехода под действием света	Фотодиод (детектор света и др.)	«

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР — *детектор* частиц, осн. элементом к-рого является p—n-переход. П. д. состоит из слоя полупроводника с нанесёнными на него с обеих сторон металлич. электродами, на к-рые подаётся напряжение. При попадании частицы или γ-кванта в полупроводник в нём в результате ионизации образуются неравновесные носители заряда — электроны и дырки, к-рые под воздействием электрич. поля перемещаются к электродам. В результате в электрич. цепи, соединённой с П. д., возникает импульс тока

$$I(t)=\frac{\Delta Q(t)}{\Delta t},$$

где $\Delta Q(t) = \Delta Q_э(t) + \Delta Q_д(t)$ — заряд, наводимый на электродах. Импульс тока преобразуется в импульс напряжения, амплитуда к-рого пропорциональна энерговыделению $\Delta\mathscr{E}$ частицы в полупроводнике.

Необходимым условием, обеспечивающим возможность измерения заряда ΔQ, возникающего в П. д. под действием ионизующей частицы, является малая величина темнового тока I_0, протекающего через П. д. в отсутствие ионизации. Это означает, что полупроводник должен обладать высоким уд. сопротивлением ρ. Если флуктуации темнового тока $\sqrt{I_0\Delta t/e}$ за время собирания носителей $\Delta t(I_0\Delta t/e)$ сравнимы с числом носителей N_0, созданных в объёме П. д. частицей, то выделение полезного сигнала оказывается невозможным. Чем меньше N_0 и чем с большей точностью необходимо измерить ΔQ, тем большим сопротивлением ρ должен обладать полупроводник. Для измерения энерговыделения $\Delta\mathscr{E} = 1$ МэВ с точностью 1% необходимо $\rho > 10^9$ Ом·см.

Число носителей заряда N_0, возникающих в П. д. при энерговыделении $\Delta\mathscr{E}$, равно $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E}_0$, где $\mathscr{E}_0$ — энергия, необходимая для образования пары электрон — дырка. Т. к. в полупроводниках $\mathscr{E}_0 \sim 3$ эВ, а в газах $\mathscr{E}_0 \sim 30$ эВ, то в П. д. при том же $\Delta\mathscr{E}$ создаётся в 10 раз больше носителей заряда, чем в газовой ионизац. камере. В этом заключается одно из важных преимуществ П. д. перед газовыми детекторами.

Время жизни носителей заряда τ должно превышать время сбора Δt заряда на электроды (иначе сбор будет не полным). В полупроводниках, используемых для П. д., времена жизни свободных электронов и дырок τ составляют неск. мс, что достаточно для полного сбора ионизаций. Скорость v сбора носителей или время их сбора Δt определяются *подвижностью носителей заряда* μ и напряжённостью электрич. поля E: $v = \mu E$. В случае однородного электрич. поля $\Delta t = W/v$, где W — толщина чувствит. области. Материал для П. д. не должен содержать большого кол-ва примесных центров, к-рые приводили бы к захвату носителей заряда, образующихся при ионизации.

В природе не существует веществ, к-рые имели бы значения ρ, μ, τ, $\mathscr{E}_0$, необходимые для П. д. *Диэлектрики* обладают высоким ρ, но очень малым τ, поэтому на их основе возможно создание детекторов лишь с тонкой чувствит. областью. Так, на основе *алмазов* созданы детекторы с толщиной рабочей области $D \leqslant 300$ мкм. Полупроводники обладают нужными μ, $\mathscr{E}_0$, τ, однако их сопротивление ρ (даже при высокой степени очистки от примесей) оказывается ниже требуемого для обеспечения малого темнового тока (табл.).

Характеристики некоторых полупроводников, применяемых для полупроводниковых детекторов

Вещество (T=300 К)	Плотность, г/см³	$\mathscr{E}_0$, эВ	$\mathscr{E}_{0\infty}$ эВ	μ, см²/Вс		τ, с	
				электроны	дырки	электроны	дырки
Si	2,33	1,12	3,61	1350	480	$2\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-3}$
Ge (77 К)	5,33	0,79	2,98	$3{,}6\cdot10^4$	$4{,}5\cdot10^4$	$2\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-3}$
CdTe	6,06	1,47	4,43	1000	80	10^{-6}	$5\cdot10^{-7}$
GaAs	5,32	1,42	4,2	$8\cdot10^3$	450	10^{-9}	10^{-8}
						10^{-9}	10^{-8}
HgI_2	6,4	2,13	4,2	100	4	10^{-6}	10^{-6}

Необходимые условия реализуются в области p — n-*перехода*, обеднённой носителями, где ρ на неск. порядков выше, чем вне перехода. Обычно толщина области p — n-*перехода* W, обеднённая носителями заряда,— чувствит. область П. д.— мала ($\lesssim 10^{-4}$ см). Практич. значения такой p — n-переход не представляет, т. к. пробеги R заряж. частиц, как правило, существенно больше п в области p — n-перехода выделяется малая часть энергии частицы. Для увеличения W на p — n-переход подают обратное смещение U, к-рое увеличивает размер обеднённой области в соответствии с соотношением $W = b\sqrt{\rho U}$, где b — константа, характеризующая полупроводник. Так, для n-Si $b = 0{,}5$, для p-Si $b = 0{,}3$, для n-Ge $b = 1$, для p-Ge $b = 0{,}65$. При этом через p — n-переход течёт темновой ток разл. происхождения: за счёт тепловой генерации электронов и дырок $I_{\text{ген}} = \exp(-\mathscr{E}_g/kT)$, где $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны в полупроводнике; ток диффузии $I_{\text{диф}}$ за счёт неравномерной концентрации носителей.

ток поверхностной утечки $I_{пов}$. Для уменьшения $I_{пов}$ необходимы материалы с достаточно большой $\mathscr{E}_g$ (в случае Ge — охлаждение). Для уменьшения $I_{пов}$ выбирают спец. геометрию П. д., используют обработку поверхности и разл. покрытия. Наиб. употребит. материалами для П. д. являются Si и Ge.

Типы полупроводниковых детекторов. В зависимости от способа создания p — n-перехода различают поверхностно-барьерные, диффузионные и ионно-легированные П. д. В поверхностно-барьерных П. д. p — n-переход создаётся нанесением на поверхность полупроводника металла испарением в вакууме (см. *Шоттки барьер*; рис. 1). При определ. значениях ρ и U можно обеспечить полное обеднение носителями и получить детекторы с чувствит. областью, равной всей толщине пластинки полупроводника, вплоть до 2—3 мм. Нечувствит. областями в таких детекторах являются переднее и заднее окна, суммарная толщина к-рых может быть доведена до долей мкм.

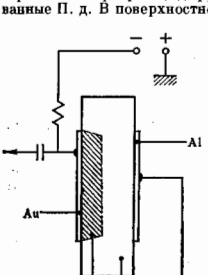


Рис. 1. Схематическое изображение полупроводникового детектора.

В диффузионных П. д. переход создаётся диффузией донорных (или акцепторных) атомов в полупроводник с проводимостью p- или n-типов. Толщина входного окна в диффузионных детекторах существенно больше, чем в поверхностно-барьерных, однако переход менее чувствителен к внеш. условиям.

В ионно-легиров. П. д. переход создаётся внедрением примесных атомов в кристалл при облучении его пучком ионов (см. *Ионная имплантация*). Обычно внедряется бор в полупроводник n-типа и фосфор в полупроводник p-типа (см. *Легирование полупроводников*). Толщина входного окна в ионно-легиров. П. д. может достигать величины ~1 мкм. Для обеспечения высоких характеристик ионно-легиров. П. д. необходим отжиг *радиационных дефектов*, к-рые возникают при внедрении ионов.

Существ. увеличение обеднённой области в П. д. достигается компенсацией исходного материала до собственной (i) проводимости с помощью дрейфа ионов Li в поле p — n-перехода. На основе *pin-диода* созданы П. д. с толщиной чувствит. области $W = 10—15$ мм и с объёмом $V = 100—150$ см³ (рис. 2). Из-за относительно высокой подвижности ионов Li в Ge и Si при $T = 30$ °С для литий-дрейфовых П. д. необходима (постоянно) низкая темп-ра, для Ge(Li)-детекторов необходима темп-ра жидкого азота, для Si(Li)-детекторов достаточна $T = (-20) — (-10)$ °С. Разработаны методы очистки Si и Ge до состояния, близкого к собств. проводимости (для Ge разностная концентрация p- и n-примесей составляет $2 \cdot 10^{-10}$ см$^{-3}$). На этой основе созданы т. н. *HPGe*-детекторы (high purity Ge), для к-рых нет необходимости охлаждения во время хранения, но необходимо охлаждение при работе с целью уменьшения шумов.

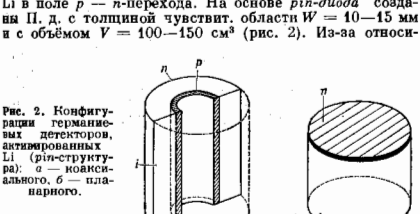


Рис. 2. Конфигурации германиевых детекторов, активированных Li (*pin*-структура): *а* — коаксиального, *б* — планарного.

Преимущества П. д. по сравнению с др. детекторами частиц: пропорциональность сигнала энерговыделению $\Delta\mathscr{E}$ частицы в веществе П. д. в широком диапазоне $\mathscr{E}$ (неск. порядков), малая толщина входного окна, нечувствительность к магн. полю, высокое энергетич. разрешение за счёт малости $\mathscr{E}_0$, компактность и др. Однако реализация этих характеристик требует применения сложных электронных устройств. По назначению П. д. можно подразделить на спектрометрические, временные, координатные.

Спектрометрические полупроводниковые детекторы. Энергетич. разрешение П. д. определяется: статистич. флуктуациями в числе носителей заряда $\delta\mathscr{E}_{N_0}$; потерями в собранном заряде за счёт *рекомбинации носителей заряда*, захвата их ловушками при движении к электродам $\delta\mathscr{E}_р$; флуктуациями в потерях энергии во входном окне П. д. $\delta_{ок}$; шумами электронных устройств $\delta_э$ и шумами темнового тока $\delta_т$. Полное разрешение П. д. по энергии равно:

$$\delta\mathscr{E} = \left[\delta\mathscr{E}^2_{N_0} + \delta\mathscr{E}^2_р + \delta\mathscr{E}^2_{ок} + \delta\mathscr{E}^2_э + \delta\mathscr{E}^2_т\right]^{1/2}.$$

Компонента $\delta\mathscr{E}_{N_0}$ связана с механизмом ионизац. потерь и определяет предельное разрешение. П. д. обладает наилучшим разрешением среди детекторов ионизац. типа. Если вся энергия $\mathscr{E}$ частицы выделяется в объёме П. д., то энергетич. разрешение, определяемое статистич. флуктуациями в числе носителей, $\delta\mathscr{E}_{N_0} = 2{,}36(\mathscr{E}_0 F\mathscr{E})^{1/2}$, где F — т. н. фактор Фано, учитывающий корреляцию в числе носителей. Теоретич. оценки дают $F = 0{,}09—0{,}30$ для Ge и $0{,}05—0{,}02$ для Si. Эксперим. значения F для Ge и Si равны $0{,}13 \pm 0{,}02$, при этом есть тенденция к уменьшению F с улучшением качества П. д. и электронных устройств.

Спектрометрия β-частиц (электронов и позитронов) с энергиями $\mathscr{E} \leqslant 1$ МэВ, к-рые имеют пробеги в Si $R \leqslant 1$ мм, осуществляется как поверхностно-барьерными П. д., так и Si(Li)-детекторами. В области энергий $\mathscr{E} < 100$ кэВ) применение полупроводниковых спектрометров предпочтительнее по сравнению с др. *бета-спектрометрами* (рис. 3). Особенностью регистрации электронов с энергиями $\mathscr{E} > 100$ кэВ является появление в процессах взаимодействия электронов с веществом γ-квантов, к-рые могут уйти из объёма П. д. (тормозное излучение). Это приводит к неполному выделению энергии первичного электрона в П. д., к появлению «пьедестала» в регистрируемом спектре и к уменьшению тем самым эффективности регистрации по пику полного поглощения. С увеличением энергии электронов вклад этих процессов растёт, и при энергиях $\mathscr{E} \gtrsim 10$ МэВ спектрометрия электронов по пику полного поглощения теряет смысл, т. к. торможение электронов в объёме П. д. приводит к образованию ливней.

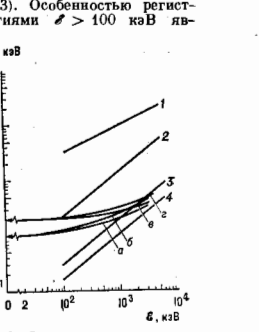


Рис. 3. Энергетическое разрешение $\Delta\mathscr{E}$ для различных β-спектрометров: *1* — сцинтилляционного; *2* — магнитного соленоидального; *3* — магнитного с железом; *4* — с магнитным полем; *5* (*а*, *б*, *в*, *г*) — полупроводниковых спектрометров.

Для больших $\mathscr{E}$, вплоть до неск. сотен МэВ, используются т. н. линиевые спектрометры на основе слоистых систем, включающих слои тяжёлого вещества с высоким ат. номером Z (U, Pb), в к-рых происходит активное размножение электронов и γ-квантов, и слои, состоящие из кремниевых П. д. (в виде мозаики для обеспечения большой площади), и к-рых регистрируются вторичные электроны и γ-кванты. Энергетич. разрешение слоистых линиевых спектрометров $\delta\mathscr{E}$ пропорционально $\mathscr{E}^{1/2}$.

Спектрометрия π- и К-мезонов, протонов и лёгких ядер для небольших энергий, при к-рых пробеги частиц не превышают неск. мм, осуществляется с помощью Si-детекторов. Для малых $\mathscr{E}$ из-за большой величины удельных *ионизационных потерь* $d\mathscr{E}/dx$ существенна потеря частицей энергии во входном окне П. д. Поэтому здесь предпочтительнее использовать поверхностно-барьерные кремниевые детекторы. Для α-частиц с $\mathscr{E} = 5$ МэВ лучшее разрешение, достигнутое с использованием Si, составляет $\delta\mathscr{E} \approx 8{,}5$ кэВ, что всё же в ~1,5 раза превышает предельное разрешение, обусловленное статистич. флуктуациями в числе носителей $\delta\mathscr{E}_{\text{кв}}$.

Для идентификации частиц по массе используется телескоп из двух (или более) П. д.— т. н. ($\Delta\mathscr{E} - \mathscr{E}$)-система (см. *Телескоп счётчиков*). Поскольку амплитуда сигнала $\Delta\mathscr{E}$-детектора пропорциональна $d\mathscr{E}/dx \sim \sim mZ^2/\mathscr{E}$, то произведение амплитуд от $\Delta\mathscr{E}$- и $\mathscr{E}$-детекторов оказывается пропорциональным массе m регистрируемой частицы.

Для спектрометрии длиннопробежных частиц (с пробегами $R > 5$ мм в Si) применяют как одиночные «толстые» Si- и Ge-детекторы спец. конструкции, так и телескопы «тонких» П. д., имеющих суммарную толщину $\Sigma\Delta x_i > R$. Применение телескопов предпочтительнее перед одиночным «толстым» П. д., т. к.: 1) возможна идентификация частицы по массе по измеренным $\Delta\mathscr{E}$ в отдельных П. д.; 2) возможен отбор случаев, когда частица испытывает ядерное взаимодействие или рассеяние; 3) учтение временны́е характеристики. Однако с увеличением энергии частицы (пробега R) вероятность ядерного взаимодействия частицы с веществом П. д. растёт, что приводит к появлению «иьедестала» в спектре амплитуд. Предельные энергии, когда ещё применяют телескопы П. д., $\mathscr{E} \approx 200$—250 МэВ (для протонов).

Спектрометрия тяжёлых ядер и осколков *деления ядер* имеет ту особенность, что в этом случае высока уд. ионизация. Это приводит к более медленному разделению положит. и отрицат. зарядов n, следовательно к большой вероятности рекомбинации зарядов на пути частицы, из-за чего возникает ошибка в определении энергии. Степень рекомбинации существенно зависит от ориентации траектории (трека) относительно электрич. поля E. Ошибка меньше для трека, расположенного перпендикулярно силовым линиям электрич. поля. Для уменьшения эффекта рекомбинации необходимо увеличивать напряжение U на П. д. При спектрометрии тяжёлых ядер и осколков деления важно также иметь мин. толщину входного окна.

Спектрометрия нейтронов осуществляется либо по протонам отдачи (в этом случае перед П. д. располагают водородсодержащую мишень), либо путём регистрации продуктов ядерной реакции, происходящей в самом П. д. или в тонком слое нейтронно-чувствит. материала, расположенного между двумя П. д. В последнем случае обычно используются реакции: $^6\text{Li} + \text{n} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{t} + 4{,}777$МэВ, $^3\text{He} + \text{n} \rightarrow \text{p} + \text{t} + 0{,}764$ МэВ (см. *Нейтронные детекторы*).

Для спектрометрии рентгеновских и γ-квантов при $\mathscr{E}_\gamma < 100$ кэВ используются планарные Si-детекторы. Для $\mathscr{E}_\gamma > 100$ кэВ применяются коаксиальные Ge(Li)-детекторы, а также *HPGe*-детекторы (до $\mathscr{E}_\gamma \sim 10$ МэВ); Ge(Li)-детекторы обладают наилучшим разрешением по энергии: $\delta\mathscr{E} = 1{,}7$ кэВ для $\mathscr{E}_\gamma = 1$ МэВ (рис. 4).

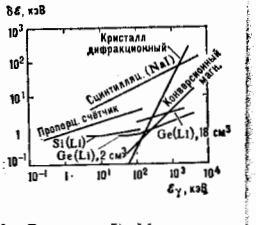


Рис. 4. Зависимость разрешающей способности от энергии γ-квантов для γ-спектрометров разных типов.

С ростом $\mathscr{E}_\gamma$ (от 10^1 до 10^5 кэВ, см. рис. 5) эффективность регистрации, осуществляемой по пику полного поглощения, падает, т. к. растёт вклад комптоновского фона, что затрудняет выделение слабых линий при исследовании многолинейчатых γ-спектров. В качестве *гамма-спектрометров* используются также П. д. на основе CdTe, GaAs, HgTe. Благодаря большому Z такие детекторы имеют бо́льшую эффективность регистрации (чем Ge-детекторы), но худшее энергетич. разрешение (из-за бо́льшей величины ε_i, табл.). Эти П. д. используются также для регистрации сцинтилляц. излучения вместо фотоэлектронного умножителя в комбинации сцинтиллятор — фотодиод (см. *Сцинтилляционный детектор*).

Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации γ-квантов от $\mathscr{E}_\gamma$ для разных γ-спектрометров.

Для $\mathscr{E}_\gamma > 10$ МэВ процесс поглощения энергии в П. д. приобретает линиевый характер; вплоть до энергий порядка сотен МэВ для спектрометрии γ-квантов используются линиевые спектрометры на основе П. д. с радиаторами с большим Z.

П. д. обладают хорошим временны́м разрешением, сравнимым в нек-рых случаях с разрешением сцинтилляц. детекторов. Для планарных П. д. с $W = 1$ мм время сбора носителей Δt, определяющее временно́е разрешение, порядка 10 нс.

Координатные полупроводниковые детекторы изготовляются на основе Si. В т. н. реактивном П. д. координата x прохождения частицы через П. д. определяется по соотношению амплитуд сигналов (E и Ex/l), снимаемых с разных сторон П. д., на одной стороне к-рого нанесена металлич. плёнка, обладающая высокой однородностью по толщине (сопротивлению). Обычно это Au или Pd (рис. 6). Координатное разрешение составляет доли мм.

Рис. 6. Схема резистивного детектора ($l = x + y$).

В т. н. стриповых (полосковых) детекторах один из электродов выполнен в виде изолиров. полосок. Стриповые П. д.— одномерные координатные детекторы — обладают координатным разрешением $\Delta x \approx 20$ мкм,

определяемым шириной стрипа. В двумерных стриповых П. д. стрипы нанесены с обеих сторон П. д., но во взаимно перпендикулярных направлениях. Стриповые П. д. применяются в качестве т. н. вершинных детекторов для выделения случаев рождения и распада короткоживущих ($\tau = 10^{-13}$—10^{-13} с) т. н. очарованных и прелестных частиц и определения их времён жизни и др. характеристик (см. *Комбинированные системы детекторов*, *Элементарные частицы*). Дальнейшее развитие привело к созданию т. н. пиксельных детекторов с размером ячейки (пиксела) 30 × 30 мкм на основе *pin*-структуры. Для сокращения каналов электроники разработана полупроводниковая дрейфовая камера на основе *pnp*-структуры (рис. 7). Электрич. поле возрас-

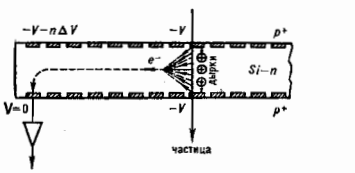


Рис. 7. Дрейфовая камера.

тает с номером стрипа, а крайняя левая полоска служит анодом. На стрипы подаётся отрицат. потенциал $-V$ по отношению к ср. плоскости, так что электроны стягиваются к ней и движутся к аноду. Дырки же будут собираться на электроды вблизи трека частицы. Координата определяется по времени дрейфа электронов от места их возникновения до анода. Координатное разрешение полупроводниковой дрейфовой камеры составляет 10 ÷ 20 мкм.

П. д. с лавинным усилением заряда имеют внутр. усиление до 10^3—10^4 и обладают лучшими временными характеристиками, чем *ПЗС-детекторы*. Перспективны координатные П. д. на основе *лавинно-пролётных диодов* с отрицательной обратной связью.

Радиационная стойкость П. д. зависит от вида, интенсивности и энергии излучения. П. д. могут устойчиво работать без ухудшения характеристик при облучении γ-квантами *дозой* до 10^6 рад. На неск. порядков более чувствительны П. д. к облучению тяжёлыми заряж. частицами, а также медленными нейтронами. Ухудшение энергетич. разрешения возникает при потоке протонов (с энергией 5—10 МэВ) порядка 10^9 см$^{-2}$, быстрых нейтронов — 10^{12} см$^{-2}$, электронов (с энергией 2—5 МэВ) — 10^{13} см$^{-2}$.

Лит.: Semiconductor detectors, ed. by G. Bertolini, A. Coche, Amst., 1968; Vertex detectors, ed. by F. Villa, N. Y., 1988; Акимов Ю. К., Калинин А. П., Кушнирук В. Ф., Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике, М., 1989; Кайнинкнехт К., Детекторы корпускулярных излучений, пер. с нем., М., 1990.

Г. А. Сокол.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИОД — см. *Диоды твердотельные*.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР — *лазер* на основе полупроводниковой активной среды. В отличие от лазеров др. типов, в П. л. используются квантовые переходы между разрешёнными энергетич. зонами, а не дискретными уровнями энергии (см. *Полупроводники*). Лазерный эффект в П. л. связан в осн. с межзонной *люминесценцией* (излучат. рекомбинацией созданных внеш. воздействием избыточных электронов и дырок; рис. 1). Поэтому длину волны λ лазерного излучения можно выразить через ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$:

$$\lambda = hc/\mathscr{E}_g, \qquad (1)$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света. П. л. перекрывают спектральный диапазон от $\lambda \approx 0{,}3$ мкм до $\lambda \approx 45$ мкм (рис. 2).

В полупроводниковой активной среде может достигаться очень большой показатель оптич. усиления (до 10^4 см$^{-1}$), благодаря чему размеры П. л. исключительно малы, напр. длина резонатора может составлять неск. мкм, типично — 200—300 мкм. Помимо компактности, особенностями П. л. являются малая инерционность (~10^{-9} с), высокий кпд (10—50%), возможность плавной спектральной перестройки, большой выбор веществ для генерации в широком спектральном диапазоне. К достоинствам П. л. следует также отнести совместимость П. л. с полупроводниковыми приборами др. типов и возможность моноолитной интеграции, возможность электронного управления режимом генерации и параметрами излучения — длиной волны, степенью когерентности, числом спектральных мод и т. п., возможность ВЧ-модуляции излучения путём модуляции тока накачки, нивковольтность (<1—3 В) электропитания, а также наибольшую среди лазеров др. типов долговечность (до 10^5 ч).

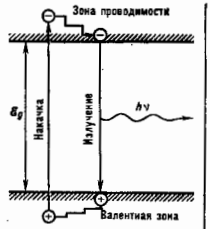


Рис. 1. Межзонный оптический переход в полупроводниках при накачке квантами с энергией, большей $h\nu$.

П. л. включает в себя активный элемент из полупроводникового монокристалла, чаще всего в форме бруска («чипа»). Собственно активная область элемента обычно составляет лишь его малую часть, и её объём, напр. в современном, т. н. полосковом, *инжекционном лазере*, оказывается в пределах 10^{-11}—10^{-10} см^3. Оптич. резонатор П. л. образован либо торцевыми зеркальными гранями активного элемента (изготовляемого обычно путём раскалывания пластин по плоскостям спайности кристалла), либо внеш. отражателями и сложными устройствами с периодич. структурами обратной связи (брэгговскими отражателями и структурами распределённой обратной связи).

Накачка. Важнейшим способом накачки в П. л. является инжекция избыточных носителей заряда через *p — n-переход*, *гетеропереход* или др. нелинейный электрич. контакт. На рис. 3 показан инжекц. лазер с активной полоской, вытянутой вдоль оси оптич. резонатора перпендикулярно двум плоскопараллельным торцам лазера. Из-за сравнительно малых размеров излучающего пятна на торце инжекц. лазера испускаемое излучение сильно дифрагирует при выходе во внеш. среду и его направленность оказывается невысокой (угол расходимости лазерного пучка составляет 20 — 40° и обычно заметно различается во взаимно ортогональных плоскостях).

Др. способами накачки служат электрич. пробой в сильном поле (напр., в т. н. стримерных лазерах), освещение (П. л. с оптич. накачкой) и бомбардировка быстрыми электронами (П. л. с электронно-лучевой или электронной накачкой).

П. л. с накачкой электрич. пробоем содержит активный элемент в форме чипа-резонатора с контактами для подведения высоковольтного напряжения. В стримерном П. л. используется пробой при стримерном разряде в однородном полупроводниковом образце высокого сопротивления. Напряжение в этом П. л. подводится в виде коротких импульсов, а излучающее пятно быстро перемещается вслед за головкой (стримером) электрич. разряда.

При использовании оптич. или электронно-лучевой накачки активная область располагается в приповерхностном слое полупроводникового образца, и толщина этой области зависит от глубины проникновения энергии накачки. В зависимости от взаимного расположения пучка накачки и лазерного луча используют как

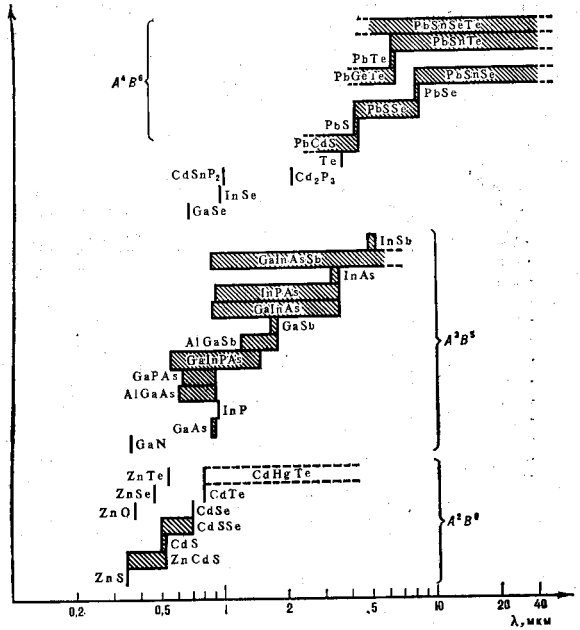


Рис. 2. Полупроводники, используемые в полупроводниковых лазерах, и спектральные диапазоны излучения.

продольный, так и поперечный вариант геометрии накачки. П. л. с электронно-лучевой накачкой помимо активного элемента (мишени) включает в себя электронную пушку. Особенностью лазеров с такой накачкой является возможность быстрого изменения конфигурации накачки, напр. сканирования со скоростями, обеспечивающими воспроизведение телевиз. изображения (лазерное проекц. телевидение).

Физический механизм. Рабочие уровни в П. л. обычно принадлежат энергетич. зонам, т. е. областям сплошного спектра энергетич. состояний, а активными частицами лазерной среды являются свободные носители заряда. Накачка обеспечивает поступление избыточных электронов в зону проводимости и избыточных дырок в валентную зону (напр., оптич. накачка порождает избыточные пары носителей — электронов и дырок — за счёт межзонного поглощения; см. в ст. *Полупроводники*). Время свободного пробега носителя обычно мало (10^{-13} — 10^{-12} с) вследствие быстрых процессов внутризонной релаксации носителей (в частности, электрон-электронных столкновений, рассеяния на фононах и примесях и т. п.). В результате неравновесные носители могут «термализоваться», т. е. перейти на более низкие энергетич. уровни в пределах своей зоны, распределившись по энергии $\mathscr{E}$ в соответствии с ф-цией распределения Ферми для электронов $f_э$ и дырок $f_д$ (см. *Ферми — Дирака распределение*):

$$f_э=\left(1+\exp\frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}_F^э}{kT}\right)^{-1};\quad f_д=\left(1+\exp\frac{\mathscr{E}_F^д-\mathscr{E}}{kT}\right)^{-1}. \quad (2)$$

Здесь T — абс. темп-ра, $\mathscr{E}_F^э$ и $\mathscr{E}_F^д$ т. н. *квазиуровни Ферми*. Образно говоря, электроны «скатываются» ко «дну» зоны проводимости $\mathscr{E}_c$, а дырки «всплывают» к «потолку» валентной зоны $\mathscr{E}_v$ раньше, чем рекомбинируют между собой. Время жизни избыточных носителей, ограниченное рекомбинацией, само по себе довольно мало (10^{-9}—10^{-8} с), однако оно существенно превышает время свободного пробега и время, необходимое для термализации носителей. Это справедливо и в том случае, когда используется накачка активной среды быстрыми электронами, исходная энергия к-рых составляет 10^4 — 10^5 эВ. Электроны накачки порождают лавину вторичных неравновесных электронов и дырок, термализующихся к краям своих зон. Время релаксации электронов большой энергии также очень мало из-за возможности расхода энергии на ионизацию (порождение вторичных пар) и на генерацию ВЧ-фононов.

Состояние возбуждённой полупроводниковой среды, при к-ром имеется избыток концентрации носителей, распределённых, однако, в осн. в соответствии с фермиевскими ф-циями $f_э$ и $f_д$, называют квазиравновесным, подчёркивая тем самым энергетич. равновесность внутри каждой зоны при отсутствии равновесия между зонами.

Мерой отклонения от равновесия концентрации носителей при квазиравновесии служит разность квазиуровней Ферми $\Delta F=\mathscr{E}_F^э-\mathscr{E}_F^д$. Вынужденные излучат. переходы преобладают над переходами с поглощением, если вероятность заполнения электронами верхних рабочих уровней превышает вероятность заполнения ими ниж. уровней. Это условие сводится к следующему неравенству:

$$f_э(\mathscr{E}+h\nu)>1-f_д(\mathscr{E}), \quad (3)$$

где $\mathscr{E}$ — энергия ниж. состояния (в валентной зоне), $\mathscr{E}+h\nu$ — энергия верх. состояния (в зоне проводимости); величина $1-f_д(\mathscr{E})$ представляет собой вероятность заполнения соответствующего состояния электроном. С учётом (2) для квазиравновесия условие (3) может быть выражено в виде

$$\Delta F>h\nu, \quad (4)$$

и поскольку для межзонного перехода $h\nu\geqslant\mathscr{E}_g$, то одноврем. выполняется условие

$$\Delta F>\mathscr{E}_g. \quad (5)$$

Неравенство (5) является условием инверсии для межзонных переходов. Инверсия населённостей может быть получена и для переходов между зоной и примесным уровнем или примесными зонами в легирон. полупроводниках, и даже между дискретными уровнями примесного центра (напр., П. л. на внутрицентровом переходе в InP, легированном Fe, работающий на длине волны 2,7 мкм при 2 К). Созданы также излучатели когерентного дальнего ИК-излучения, работающие при низкой темп-ре в режиме коротких

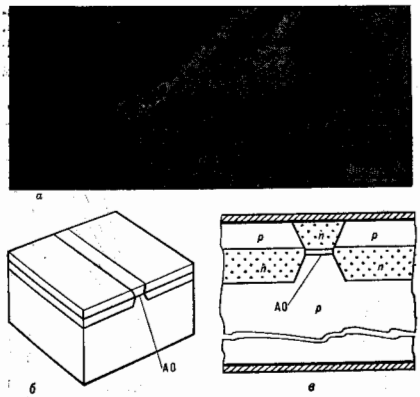


Рис. 3. Полосковый инжекционный лазер: *а* — общий вид в сборке; *б* — схема; *в* — сечение вблизи активной области (АО).

импульсов на внутризонных переходах в скрещённых электрич. и магн. полях.

Состояние инверсии достигается благодаря действию интенсивной накачки и в случае межзонных переходов выполняется прежде всего для рабочих уровней, находящихся на самых краях обеих зон (в сильнолегиров. полупроводниках — для уровней в «хвостах» зон, протягивающихся в номинально запрещённую зону). Это объясняет справедливость соотношения (1) для большинства лазеров, т. е. объясняет связь энергии фотона лазерного излучения с шириной запрещённой зоны излучающего полупроводника ($h\nu \approx \mathscr{E}_g$). Все факторы, оказывающие действие на ширину запрещённой зоны полупроводника (темп-ра, давление, магн. поле), влияют на длину волны лазерного излучения И. л. и одноврем. на показатель преломления среды. Это позволяет осуществлять перестройку длины волны лазерного излучения, напр. для спектроскопич. целей. С др. стороны, для получения лазерного излучения на фиксиров. длине волны необходимо предпринимать меры для её стабилизации, поддерживая на пост. уровне темп-ру, ток накачки и т. п.

Условие инверсии может быть выполнено для фотонов в нек-рой спектральной полосе (рис. 4). Для получения эффекта лазерной генерации оптич. усиление должно компенсировать все потери потока фотонов в пределах лазерного резонатора, образуемого обычно собственно активной средой и зеркальными плоскостями.

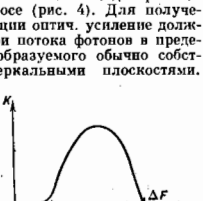


Рис. 4. Спектральный контур полосы оптического усиления в полупроводниковом лазере.

Такая компенсация достигается прежде всего вблизи максимума усиления, если не применена дополнит. спектральная селекция, смещающая рабочую частоту лазера. На пороге генерации должны быть выполнены два условия — компенсация энергетич. потерь за счёт оптич. усиления и наличие положит. обратной связи за счёт частичного (или полного) отражения оптич. потока от зеркал обратно в активную среду. Если R — коэф. отражения и K — коэф. усиления на длине активной среды между зеркалами, то условие генерации имеет вид

$$KR \geqslant 1 \qquad (6)$$

(при включении накачки для накопления фотонов в резонаторе необходимо выполнить условие $KR > 1$ в стационарном режиме, если пренебречь вкладом спонтанного излучения $KR \to 1$). Для естеств. плоской поверхности полупроводникового кристалла, напр. GaAs, $R \approx 0{,}32$ (если внеш. среда — воздух или вакуум). Следовательно, для возникновения генерации оказывается достаточным $K \approx 3$, что легко можно получить на сравнительно малой длине активной среды (100 — 300 мкм), если учесть, что показатель усиления в полупроводниковой среде легко достигает значений 10^2—10^3 $см^{-1}$.

Материалы и структуры. В П. л. применяются т. н. прямозонные полупроводники (рис. 5, *а*), в к-рых термализирующиеся носители обоих знаков приобретают примерно одинаковый *квазиимпульс*, собираясь в соответствующих экстремумах своих зон и затем излучательно

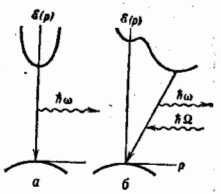


Рис. 5. Энергетические диаграммы прямозонного (*а*) и непрямозонного (*б*) полупроводников.

рекомбинируя с выполнением закона сохранения квазиимпульса (импульс фотона составляет относительно малую величину). В непрямозонных полупроводниках (рис. 5, *б*) для рекомбинации носителей требуется участие др. частиц или квазичастиц (напр., фононов, обладающих соответствующим квазиимпульсом), что существенно снижает вероятность излучат. перехода. В результате излучат. переходы не могут конкурировать с безызлучательными. Для непрямозонных полупроводников (к ним относятся, в частности, Si, Ge, SiC, GaP и др.) характерна слабая межзонная люминесценция, в них не развивается усиление, достаточное для возникновения генерации на этих переходах. Попытки создания эфф. лазеров на непрямозонных полупроводниках остались безуспешными. Прямозонные полупроводники, используемые в П. л. (рис. 1), относятся в осн. к трём группам соединений: $A^{III}B^{V}$, $A^{II}B^{IV}$, $A^{IV}B^{IV}$ (первые две используются в инжекц. П. л.). Кроме бинарных соединений, имеются многочисл. ряды изоморфных *твёрдых растворов* (на рис. 2 даны их сокращённые ф-лы: напр. $GaInPAs$ означает $Ga_xIn_{1-x}P_{1-y}As_y$, где x и y — мольные доли соединений Ga и As, соответственно, составляющих многокомпонентную, в данном случае четырёхкомпонентную, смесь).

Среди лазерных материалов выделяются соединения и составы, входящие я т. н. изопериодические пары, т. е. пары кристаллов, различающиеся по хим. составу, ширине запрещённой зоны и др. физ. свойствам, но имеющие одинаковый период кристаллич. решётки. Такие материалы пригодны для образования бездефектных гетеропереходов путём наращивания одного материала на другом эпитаксиальными методами (см. *Эпитаксия*). Совершенные гетеропереходы необходимы для формирования лазерных гетероструктур, широко используемых в совр. П. л. (наз. также *гетеролазерами*).

В изопериодич. паре более узкозонный компонент служит в качестве активного вещества и, следователь-

но, должен быть прямозонным материалом. Более широкозонный компонент выполняет роль эмиттерных слоёв. Подбор изопериодич. материалов среди бинарных соединений весьма ограничен. Лучшей парой являются соединения GaAs (прямозонное $\mathscr{E}_g \approx 1{,}5$ эВ) и AlAs (непрямозонное, $\mathscr{E}_g \approx 2{,}1$ эВ), у к-рых периоды решётки различаются на 0,14%. В твёрдых растворах бинарных соединений период решётки плавно зависит от состава; возможности подбора в них изопериодич. пар расширяются. Примером могут служить пара InP ($\mathscr{E}_g = 1{,}35$ эВ) и $Ga_{0,47}In_{0,53}As = 0{,}74$ эВ), используемая в гетеролазере на длине волны 1,67 мкм. В четверных и др. многокомпонентных твёрдых растворах существуют непрерывные ряды изопериодич. материалов: напр., пара InP — $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ перекрывает диапазон длин волн 1,0—1,67 мкм, если между x и y соблюдается «изопериодическое» условие $y \approx 2{,}2x/(1 + 0{,}06x)$.

В лазерных гетероструктурах активная область обычно представляет собой тонкий или сверхтонкий (< 100 нм) слой (иногда — неск. таких слоёв с прослойками между ними), заключённый между широкозонными эмиттерными слоями (т. н. двойная гетероструктура). Активный слой обычно обладает свойствами диэлектрич. волновода, к-рый удерживает поток излучения, распространяющийся вдоль него, и уменьшает дифракц. оптич. потери. Активный слой образует собой потенц. яму для избыточных носителей одного или обоих знаков, и в случае особо малой его толщины (< 30 нм) в нём проявляется волновая природа электронов — квантование энергетич. уровней в яме оказывает влияние на спектральную форму полосы усиления. Такие П. л. наз. к в а н т о в о р а з м е р н ы м и или лазерами с «квантовыми ямами». Уменьшение активного объёма позволяет понизить мощность накачки, необходимую для получения режима генерации. В наиб. миниатюрных лазерах пороговый ток генерации составляет ок. 1 мА при комнатной темп-ре, а для получения оптич. мощности 1 мВт достаточен ток накачки 5—10 мА. Распространённым вариантом планарной лазерной гетероструктуры является двойная гетероструктура с трёхслойным волноводом (рис. 6), в к-рой

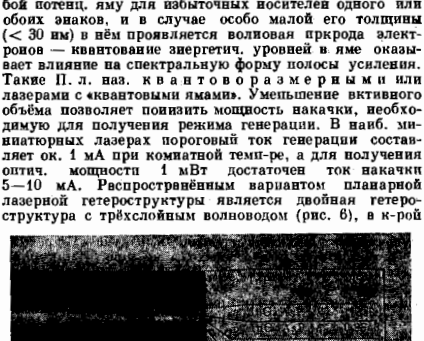


Рис. 6. Двусторонняя лазерная гетероструктура на основе InGaAsP/InP с трёхслойным волноводом ($\lambda \approx 1{,}3$ мкм).

собственно активный слой снабжён тонкими волноводными прослойками. На основе такой модифицир. гетероструктуры достигнуты наиб. высокие характеристики инжекц. лазера. В т. н. заращённых или заглублённых полосковых гетероструктурах активный волновод представляет собой полоску, ограниченную гетеропереходами со всех боковых сторон.

В инжекц. лазерах удаётся использовать только те лазерные материалы, в к-рых можно получить p — n-переход или p — n-гетеропереход, а также возможно обеспечить протекание тока достаточно высокой плотности (10^3—10^4 А/см²). К ним не относятся, в частности, прямозонные соединения типа $A^{II}B^{VI}$ и ряд др. полупроводников (Te, GaSe и др.). Ко всем материалам для П. л., однако, применимы бесконтактные способы накачки — оптическая и электронно-лучевая.

Основные характеристики. Мощность излучения П. л. как ф-ция тока накачки (ватт-амперная характеристика; рис. 7) имеет излом на пороге генерации и крутой более или менее линейный участок, наклон к-рого представляет собой дифференц. ватт-амперную эффективность П. л. Пороговая плотность тока в инжекц. гетеролазерах на основе GaAlAs/GaAs составляет при комнатной темп-ре 200—500 А/см² при малой толщине активного слоя. В нек-рых образцах П. л. кпд (коэф. преобразования электрич. энергии в энергию лазерного излучения) достигает 30—40%. Типичная мощность непрерывного излучения полоскового П. л.— ок. 10 мВт, хотя наилучшие ресурсные характеристики (напр., безотказная наработка > 10^5 ч) соответствуют мощности 1—3 мВт. Многоэлементные излучатели — фазированные

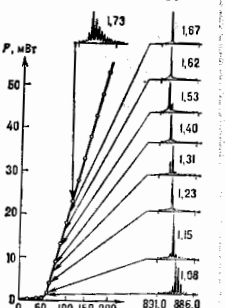


Рис. 7. Ватт-амперная характеристика и эволюция спектров излучения полоскового гетеролазера на основе GaAlAs/GaAs.

лазерные монолитные «линейки» — обеспечивают мощность лазерного излучения на уровне 5—15 Вт в зависимости от размеров излучателя и числа полосковых элементов. В импульсном режиме мощность излучения ограничивается оптич. прочностью материала (критич. интенсивность излучения в GaAs составляет 2—3 МВт/см² при длительности импульса 10^{-7} с). Пиковая мощность инжекц. лазера с широким контактом достигает 20—50 Вт; в лазерах с большим рабочим объёмом, накачиваемых с помощью электронного пучка или излучения др. лазера, мощность излучения в импульсном режиме может достигать 10^5 Вт.

Модовой состав излучения существенно зависит от конструкции и размеров резонатора П. л., а также от величины мощности излучения. П. л. испускает узкую спектральную линию, к-рая сужается с увеличением мощности излучения, если не появляются пульсации и многомодовые эффекты. Сужение линии ограничивается фазовыми флуктуациями, обусловленными спонтанным излучением. Эволюция спектра излучения с ростом мощности в инжекц. лазере показана на рис. 7. В одночастотном режиме наблюдают сужение спектральной линии до 10^3—10^5 Гц; мин. значение ширины линии в П. л. со стабилизацией одночастотного режима с помощью селективного внеш. резонатора составляет величину ~0,5 кГц. В П. л. путём модуляции накачки удаётся получить модулиров. излучение, напр. в форме синусоидальных пульсаций с частотой, достигающей в нек-рых случаях 10—20 ГГц, или в форме УК-импульсов субпикосекундной длительности (10^{-13}—10^{-12} с). Осуществлена передача информации с помощью П. л. со скоростью 2—8 Гбит/с.

Применение П. л. находят в бытовых и техн. устройствах записи и воспроизведения информации (т. н. оптич. ягла в проигрывателях на компакт-дисках, видеодисках, в голографич. системах памяти), в лазерных принтерах, волоконно-оптич. системах связи, системах накачки твердотельных лазеров, в автоматике, телеметрич. датчиках, науч. исследованиях, в спектроскопии, спектральных датчиках, оптич. дальномерах, высотомерах, в проекц. лазерном телевидении, оптич. «сторожах», имитаторах стрельбы, индикаторах

и т. д. В заруб. странах годовое потребление П. л. составляет $\sim 10^7$ экземпляров, гл. обр. *гетеролазеров* на основе GaAlAs/GaAs и InGaAsP/InP.

Лит.: Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983; Басов Н. Г., Елисеев П. Г., Попов Ю. М., Полупроводниковые лазеры, «УФН», 1986, т. 148, с. 35. *П. Г. Елисеев.*

ПОЛУТЕНЕВЫЕ ПРИБОРЫ — название одного из типов поляриметров, в к-рых измерение угла *вращения плоскости поляризации* сводится к визуальному выравниванию яркости двух половин поля зрения прибора. Подробнее см. в ст. *Поляриметр*.

ПОЛЫЙ КАТОД — тип эмиттера в газоразрядных приборах, в к-ром ток эмиссии снимается с поверхности полости (сферической, цилиндрической), охватывающей разрядный объём. К П. к. относятся также эмиттеры, состоящие из неск. элементов, рабочие поверхности к-рых ограничивают часть разрядного объёма. Характеристики разряда с П. к. (вольт-амперная, зависимость тока от давления и т. п.) могут резко отличаться от характеристик разряда с плоским катодом, так, напр., ток разряда с П. к. больше тока разряда с плоским катодом (при поддержании пост. напряжения на электродах) [1]. Так же существенно отличаются параметры плазмы внутри катодной полости от параметров в межэлектродном промежутке.

Тлеющий разряд с П. к. впервые описан как особый тип разряда Ф. Пашеном (F. Paschen) в 1916. В тлеющем разряде часто применяют цилиндрич. катоды, а также катоды из двух плоских параллельных пластин. В тлеющем разряде с П. к. (ТРПК) возбуждаются интенсивные и в то же время достаточно полные спектры с узкими линиями, что обусловливает его широкое применение для спектральных исследований. Свойства плазмы в ТРПК определяются присутствием высокоэнергичных электронов, ускоренных на катодном падении электронов эмиссии. При малых давлениях газа эти электроны осциллируют в полости, многократно отражаясь от прикатодного барьера, время жизни их внутри П. к. возрастает, что приводит к более эфф. ионизации и возбуждению молекул газа. Форма и размеры полости (в частности, размеры выходного отверстия) существенно влияют на характеристики ТРПК, т. к. определяют уход быстрых электронов из полости. Существует разновидность ТРПК — т. н. сверхплотный разряд с высокой плотностью тока на катоде (до 50 А/см²).

П. в. в дуговом разряде впервые применил Дж. Лус (J. Luce) в 1956. Дуговой П. к. обычно представляет собой узкий длинный цилиндр; высокие плотности тока на выходе полости обеспечиваются за счёт сбора тока с большой внутр. поверхности, граничащей с плазмой. Дуговой П. к. устойчив к образованию катодных пятен в широком диапазоне условий.

При работе дугового П. к. в атмосфере щелочных (или щелочноземельных) металлов (или при их присутствии в рабочем теле в качестве малой добавки) плёнка адсорбированных на стенке П. к. атомов щелочного металла заметно уменьшает работу выхода материала катода, что позволяет понизить темп-ру поверхности до 1000—1500 К и резко снизить эрозию.

В дуговом разряде с П. к. возникает плотная плазма; теория процесса основана на раздельном описании узких неравновесных приэлектродных слоёв и почти равновесной плазмы, занимающей осн. часть полости [2].

При подаче рабочего тела в разряд через катодную полость создаётся высокая концентрация плазмы в полости при произвольно малом давлении в разрядной камере. В дуговом разряде с П. к. осуществляется распределённый разряд с термоэлектронным механизмом эмиссии. Разогрев стенки катода до высоких темп-р происходит в осн. за счёт ионного тока из плазмы, к-рый составляет заметную часть (десятки %) полного тока. Ионный ток из дугового разряда с П. к. монотонно растёт при увеличении напряжения, приложенного к полости, достигая предельных значений порядка хаотич. электронного тока. Рост тока обусловлен увеличением длины $L_{пл}$ области, занятой плазмой. Увеличение давления плазмы в полости приводит к уменьшению длины $L_{пл}$ и слабо сказывается на вольт-амперной характеристике дугового разряда с П. к. Многополостный дуговой П. к. обеспечивает бо́льшую эфф. плотность тока на выходе, чем однополостный (при прочих равных условиях).

Лит.: 1) Москалев Б. И., Разряд с полым катодом, М., 1969; 2) Бакшт Ф. Г. и др., Дуговой полый катод с сильноионизованной плотной плазмой, «ЖТФ», 1988, т. 56, с. 81. *А. Б. Рыбаков.*

ПОЛЮС функции — изолированная *особая точка* аналитич. функции, характеризующаяся тем, что предел функции в этой точке равен бесконечности. Если $f(z)$ имеет полюс в точке z_0, то в нек-рой окрестности z_0 разлагается в *Лорана ряд*, содержащий конечное число членов с отрицат. индексами:

$$f(z)=a_{-n}(z-z_0)^{-n}+\ldots+a_{-1}(z-z_0)^{-1}+a_0+a_1(z-z_0)+\ldots,$$

где $n \geqslant 1$ и $a_{-n} \neq 0$. Число n наз. порядком полюса, а коэф. a_{-1} — вычетом ф-ции $f(z)$ в точке z_0. Если $n = 1$, то соответствующий полюс наз. простым.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.*

Б. И. Завьялов.

ПОЛЮС МАГНИТНЫЙ — см. *Магнитный полюс*.

ПОЛЯ ТЕОРИЯ — см. *Векторный анализ*.

ПОЛЯ ФИЗИЧЕСКИЕ — физ. системы, обладающие бесконечно большим числом степеней свободы. Относящиеся к такой системе физ. величины не локализованы на к.-л. отдельных материальных частицах с конечным числом степеней свободы, а непрерывно распределены по нек-рой области пространства. Примерами таких систем могут служить гравитац. и эл.-маги. поля и волновые поля частиц в квантовой физике (электронно-позитронное, мезонное и т. п.). Для описания П. ф. в каждый момент времени необходимо задать одну или неск. физ. величин в каждой точке области, где имеется поле, т. е. задать полевую ф-цию. Пока речь идёт о нерелятивистских процессах, понятие поля можно не вводить. Напр., при рассмотрении гравитац. или кулоновского взаимодействия двух частиц можно считать, что сила взаимодействия возникает лишь при наличии обеих частиц, полагая, что пространство вокруг частиц не играет особой роли в передаче взаимодействия. Такое представление соответствует концепции дальнодействия, или действия на расстоянии. Понятие о дальнодействии, однако, является приближением, только в нерелятивистском случае физически эквивалентным представлению о том, что действие заряда проявляется лишь при помещении 2-й, пробной, частицы в область пространства, свойства к-рого уже изменены из-за наличия 1-й частицы. Взаимодействие при этом передаётся постепенно, от точки к точке, в таком изменённом пространстве. Это и означает, что 1-я частица создаёт вокруг себя силовое гравитац. или электрич. поле. Эта концепция близкодействия находит подтверждение при рассмотрении релятивистских процессов. В этом случае, т. е. при движении источников со скоростью, сравнимой со скоростью передачи взаимодействия, говорить о дальнодействии уже нельзя. Именно, изменение состояния одной частицы сопровождается, вообще говоря, изменением её энергии и импульса, а изменение силы, действующей на др. частицу, наступает лишь через конечный промежуток времени. Доли энергии и импульса, отданные одной частицей и ещё не принятые 2-й, принадлежат в течение этого времени переносящему их полю. Поле, переносящее взаимодействие, является, т. о., само по себе физ. реальностью.

Понятие поля применимо при описании свойств всякой сплошной среды. Если сопоставить с каждой точкой среды определяющие её состояние физ. величины (темп-ру, давление, натяжения и т. п.), то получится поле этих величин. В этом случае роль упругой среды для передачи взаимодействия очевидна. Первонач.

трудность представить себе немеханич. среду, способную переносить энергию и импульс, породила разл. механич. модели эфира как среды, переносящей эл.-магн. взаимодействия. Однако все механич. модели эфира противоречат принципу относительности Эйнштейна (см. *Относительности теория*), и от них пришлось отказаться.

Простейший тип движения поля — волновое, для к-рого полевая ф-ция периодически меняется во времени и от точки к точке. Вообще, любое состояние поля удобно представить в виде суперпозиции волн. Для волнового движения характерны явления дифракции и интерференции, невозможные в классич. механике частиц. С др. стороны, динамич. характеристики (энергия, импульс и т. д.) волн «размазаны» в пространстве, а не локализованы, как у классич. частиц.

Такое противопоставление волновых и корпускулярных свойств, присущее классич. механике, отражается в ней как качеств. различие между П. ф. и частицами. Однако опыт показывает, что на малых расстояниях, в атомных масштабах, это различие исчезает: у поля выявляются корпускулярные свойства (см., напр., *Комптона эффект*), у частиц — волновые (см. *Дифракция частиц*).

Квантовая механика ставит в соответствие каждой частице поле её волновой ф-ции, дающее распределение различных, относящихся к частице физ. величин. Концепция поля является основой для описания свойств элементарных частиц и их взаимодействий. Конечная цель в этом случае — нахождение свойств частиц из ур-ний поля и *перестановочных соотношений*, определяющих квантовые свойства материи. Возможный аид ур-ний поля ограничен принципами симметрии и инвариантности, являющимися обобщением эксперим. данных. Лоренц-ковариантность, напр., требует, чтобы волновые ф-ции частиц преобразовались по неприводимым представлениям группы Лоренца. Таких представлений бесконечно много, однако только часть из них реализована в природе и соответствует тем или иным элементарным частицам. Реально используются наиб. простые ур-ния полей, являющиеся локальными и перенормируемыми. Попытки построения теорий, не удовлетворяющих этим требованиям,— нелинейной, нелокальной и т. п. теорий поля — влекут за собой пересмотр ряда важнейших принципов, существенных при физ. интерпретации теории (принцип суперпозиции, положительность нормы волновой ф-ции и т. д.).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980.
В. П. Павлов.

ПО́ЛЯ ЭФФЕ́КТ — изменение проводимости σ *полупроводника* при наложении электрич. поля, перпендикулярного его поверхности. Если одной из обкладок плоскопараллельного конденсатора является полупроводник *n*-типа, а другой — металл, и если металл зарядить положительно, то полупроводник заряжается отрицательно, т. е. в его приповерхностном слое появляются избыточные электроны, к-рые вместе с электронами, находящимися в объёме полупроводника, будут участвовать в электропроводности, увеличивая её (за исключением электронов, захваченных на поверхностные уровни). П. э. может быть как положительным, так и отрицательным.

Лит. см. при ст. *Полупроводники*.

ПОЛЯРИЗА́ТОР — устройство для получения полностью или (реже) частично поляризованного оптич. излучения и излучения с произвольными поляризац. характеристиками (см. *Поляризация света*). П.— простейший поляризац. прибор и один из осн. элементов более сложных приборов такого типа. Действие линейных П., дающих плоскополяризов. свет, основывается на одном из трёх физ. явлений: *двойное лучепреломление*, линейный *дихроизм* и поляризация света при отражении (см. *Отражение света*, *Френеля формулы*). Явление двойного преломления используется для разделения двух ортогонально поляризов. лучей в *поляризационных призмах* — двупреломляющих П.; дихроизм лежит в основе действия *поляроидов* — дихроичных П.; зависимость коэф. отражения при наклонном падении света на границу раздела двух сред от состояния поляризации определяет поляризующую способность *оптической стопы* — отражательных П., а также интерференционных П.

Для получения света, поляризованного по кругу, обычно применяют совокупность линейного П. и четвертьволновой фазовой пластинки (см. *Компенсатор оптический*).

П., как определённый конструктивный элемент оптич. схемы, может использоваться как для создания поляризов. света, так и для анализа света произвольной поляризации (*анализатор*; см. также *Поляризационные приборы*).
В. С. Запасский.

ПОЛЯРИЗА́ЦИИ ВЕ́КТОР (поляризация) — плотность электрич. *дипольного момента* среды, усреднённого по физически малому объёму. Причины возникновения поляризации сред разнообразны, напр. внеш. электрич. поле (см. *Поляризация среды*), деформация (см. *Пьезоэлектрики*) и нагрев (см. *Пироэлектрики*). Пространственное распределение П. в. $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$ однозначным образом определяет плотность связанного электрич. заряда $\rho(\boldsymbol{r}) = -\mathrm{div}\,\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$. В случае процессов, переменных во времени, наряду с П. в. вводится понятие тока поляризации $j_{\mathrm{п}} = \partial\boldsymbol{P}/\partial t$. Подробнее о П. в. см. в ст. *Диэлектрики*.

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННАЯ ГОЛОГРА́ФИЯ — метод записи, воспроизведения и преобразования состояния и степени поляризации поля когерентных эл.-магн. волн. Основан на отображении поляризации суммарного поля опорного и объектного источников излучения поляризационно-чувствительными регистрирующими средами (эффект Вейгерта — индуцированная линейно поляризованным светом анизотропия (фотоанизотропия); нелинейный эффект Вейгерта — индуцированная циркулярно поляризованным светом *гиротропия* (фотогиротропия)).

При сложении волн, имеющих параллельные поляризации, происходит модуляция лишь интенсивности (картина интерференции), что используется в скалярной *голографии* [1, 2] (рис. 1, *а*, *б*). При сложении волн, имеющих ортогональные поляризации, происходит

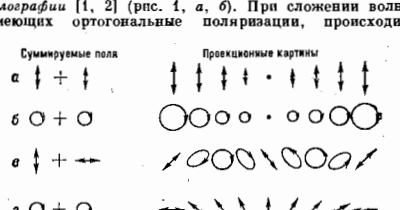


Рис. 1. Проекционные картины электрического вектора при сложении двух волн различной поляризации: параллельные линейная и циркулярная поляризации (*а*, *б*) и ортогональные линейная и циркулярная поляризации (*в*, *г*) складываемых волн.

модуляция состояния поляризации при отсутствии модуляции интенсивности (рис. 1, *в*, *г*), что может быть отображено только поляризационно-чувствит. средой. В П. г. в общем случае сложения опорной и объектной волн произвольных поляризаций наряду с параллель-

ной опорной волне компонентой электрич. вектора объектной волны регистрируется также ортогональная его компонента, что позволяет смоделировать в голограмме векторный характер поля стоячих волн [3, 4]. При этом пространственно-переменное состояние поляризации суммарного поля вызывает в среде возникновение соответственно переменной фотоиндуциров. анизотропии и гиротропии. В процессе поляризационно-голографич. воспроизведения поле объекта восстанавливается наряду с амплитудой и фазой также по состоянию и степени поляризации. Поляризац. голограмма может быть получена как в попутных (схемы Габора, Лейта), так и во встречных пучках (схема Денисюка). В зависимости от времени запоминания среды возможна поляризационно-голографич. запись как в статич., так и в динамич. режимах [5, 6].

Теоретич. описание П. г. требует существ. усложнения матем. аппарата сравнительно со скалярной голографией. Соединение векторно-матричного метода Джонса с поляризац. обобщением *Гюйгенса — Френеля принципа* позволяет реформулировать дифракц. интеграл Кирхгофа в векторном виде, что даёт возможность анализировать поле при дифракции на структурах неизотропного характера, в т. ч. на поляризац. голограмме (см. *Джонса матричный метод* [7]):

$$\boldsymbol{E} \approx \frac{ik}{4\pi}\iint_{S_0} n \begin{pmatrix} (1+n)-l^2 & -lm \\ -lm & (1+n)-m^2 \\ -(1+n)l & -(1+n)m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{1-l^2} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-m^2} \end{pmatrix} \times \times \boldsymbol{M}\boldsymbol{E}_0 \exp\{i(\omega t - kR)\}\,dS_0, \qquad (1)$$

где $\omega = 2\pi/T$, $k = 2\pi/\lambda$, T — период колебания, λ — длина волны, M — матрица Джонса дифрагирующего объекта, E — вектор Джонса просвечивающей волны, $R = R(x, y, z, x_0, y_0)$ — расстояние от объекта до точки наблюдения; l, m, n — направляющие косинусы волнового вектора от объекта до точки наблюдения, S_0 — область, занятая объектом.

Количеств. описание индуцированных в среде анизотропии в зависимости от энергия и состояния поляризации излучения, воздействующего на среду в процессе записи, показывает, что под действием актиничного излучения аллиптич. поляризации первоначально изотропная и негиротропная среда в общем случае становится подобной гиротропному кристаллу. При этом в трёх её сечениях в направлении воздействия актиничного излучения и в перпендикулярных направлениях комплексный коэф. преломления принимает значения [8]:

$$\hat{n}_1^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1+I_2) \pm \sqrt{[\hat{v}_L(I_1-I_2)]^2 + [\hat{v}_O(I_+-I_-)]^2},$$
$$\hat{n}_2^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1+I_2) \pm \hat{v}_L(I_1 \mp I_2), \qquad (2)$$
$$\hat{n}_3^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1+I_2) \mp \hat{v}_L(I_1 \mp I_2),$$

где n_0 — исходный коэф. преломления; $\hat{s}$, $\hat{v}_L$ и $\hat{v}_O$ — коэф. реакции поляризационно-чувствит. среды, обусловившие соответственно изотропный, анизотропный и гиротропный отклики на действующую интенсивность эллиптич. поляризации; $I_1 + I_2$, $I_1 - I_2$ и $I_+ - I_-$ — соответственно первый, второй и четвёртый *Стокса параметры* действующего излучения.

Развита последоват. теория П. г. в двумерных и трёхмерных поляризационно-чувствит. средах, основывающаяся на (1), (2), а также проведены эксперим. исследования, позволяющие сделать ряд заключений. 1. Имеет место асимметрия в состоянии поляризаций восстановленного и сопряжённых изображений. В частном случае ортогонально- и циркулярно-поляризованных опорной и объектной волн сопряжённые изображения не возникают. 2. Состояние поляризации опорной волны оказывается необходимым согласовать с коэф. реакции среды. Существенно важно, что как при наличии только фотоанизотропии ($\hat{v}_L \neq 0$; $\hat{v}_O = 0$) или только фотогиротропии ($\hat{v}_L = 0$; $\hat{v}_O \neq 0$), так и в общем случае ($\hat{s} \neq 0$; $\hat{v}_L \neq 0$; $\hat{v}_O \neq 0$) произвольное пространственно-переменное по поляризации поле объекта возможно адекватно восстановить. При несогласованной со свойствами среды опорной волне имеют место преобразования состояния поляризации восстановленного поля. 3. Использование неполяризованной опорной волны позволяет воспроизвести степень поляризации частично поляризованного, а также микроструктуру неполяризованного волновых полей объекта.

С помощью П. г. решается ряд ранее недоступных задач. Преобразование состояния поляризация восстановленного изображения даёт информацию о векторных коэф. фотореакции, и в конечном итоге о фотоперестройках элементарных центров регистрирующей среды. Это особенно перспективно в совокупности с динамич. режимом записи, когда практически любая среда оказывается способной голографически записать и воспроизвести поле эл.-магн. волн (см. *Динамическая голография*). П. г. может быть использована в изучении напряжённого и напряжённо-деформиров. состояния разл. объектов и конструкций. Методами П. г. возможно создание дифракц. элементов с перем. профилем анизотропии и гиротропии. Подобные структуры способны разлагать поступающее на них поле пространственно-переменной поляризации на ортогональный базис, выделяя компоненты базиса соответственно в положит. и отрицат. порядки дифракции (рис. 2). Обращение волнового фронта в П. г. может быть использовано для

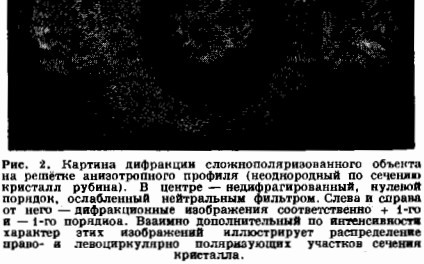


Рис. 2. Картина дифракции сложнополяризованного объекта на решётке анизотропного профиля (неоднородный по сечению кристалл рубина). В центре — недифрагированный, нулевой порядок, ослабленный нейтральным фильтром. Слева и справа от него — дифракционные изображения соответственно + 1-го и — 1-го порядков. Взаимно дополнительный по интенсивности характер этих изображений иллюстрирует распределение право- и левоциркулярно поляризующих участков сечения кристалла.

коррекции генерируемого лазером излучения со сложным распределением поляризации по фронту. Представляется перспективным применение П. г. в гидро- и аэродинамич. экспериментах, в задачах переработки оптич. информация и создании оптич. памяти. Избыточность отображённой на поляризац. голограмме исходной информации (интенсивность, ориентация, эксцентриситет, направление вращения эллипса поляризации) свидетельствует о принципиально новых возможностях гибкой и оперативной её переработки во мн. приложениях [9—11].

Лит.: 1) Gabor D., A new microscopic principle, «Nature», 1948, v. 161, p. 777; 2) Денисюк Ю. Н., Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения, «ДАН СССР», 1962, т. 144, в. 6, с. 1275; 3) Какичашвили Ш. Д., О поляризационной записи голограмм, «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, № 2, с. 324; 4) его же, Метод фазовой поляризационной записи голограмм, «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 6, с. 1435; 5) Weigert F., Über einen neuen der Strahlung in lichtempfindlichen Schichten, «Verhand. Deutsch. Phys. Ges.», 1919, Bd 21, S. 479; 6) Buckingham A. D., Birefringence resulting from the application

of an intense beam of light to anisotropic medium, «Proc. Phys. Soc.», 1956, v. B 69, p. 344; 7) Канчашвили Ш. Д., Поляризационная голография, «УФН», 1978, т. 126, в. 4, с. 681; 8) его же, О закономерности в явлениях фотоанизотропии и фотогиротропии, «Оптика и спектроскопия», 1987, т. 63, № 4, с. 911; 9) Jonathan J. M., May M., Interferograms generated by anisotropic photographic recording of two partially coherent vibrations perpendicularly polarized, «Appl. Opt.», 1980, v. 19, № 4, p. 624; 10) Todorov T. e. a., Polarization holography for measuring photoinduced optical anisotropy, «Appl. Phys.», 1983, v. B 32, № 2, p. 93; 11) Attia M., Jonathan J. M. C., Anisotropic gratings recorded from two circularly polarized coherent waves, «Opt. Commun.», 1983, v. 47, № 2, p. 85.

Ш. Д. Канчашвили.

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННАЯ МИКРОСКОПИ́Я — см. в ст. *Микроскопия.*

ПОЛЯРИЗАЦИО́ННО-ОПТИ́ЧЕСКИЙ МЕ́ТОД исследования напряжений (метод фотоупругости) — экспериментальный метод исследования напряжённо-деформиров. состояния элементов машин и конструкций на прозрачных моделях из оптически чувствит. материалов. Метод основан на искусств. врем. двулучепреломлении — свойстве большинства прозрачных изотропных материалов (стекла, целлулоида, желатина, пластмасс) под действием нагрузки становиться оптически анизотропным. Оптич. анизотропию среды можно полностью охарактеризовать эллипсоидом показателей преломления. Три гл. показателя преломления n_1, n_2, n_3 образуют три полуоси эллипсоида, направления к-рых совпадают с направлениями гл. осей тензора напряжений σ_1, σ_2, σ_3:

$$n_1-n_0=C_1\sigma_1+C_2(\sigma_2+\sigma_3),$$
$$n_2-n_0=C_1\sigma_2+C_2(\sigma_3+\sigma_1), \quad (1)$$
$$n_3-n_0=C_1\sigma_3+C_2(\sigma_1+\sigma_2),$$

где n_0 — коэф. преломления напряжённого тела, C_1 и C_2 — оптич. коэф., характеризующие для данного материала зависимости между двойным лучепреломлением и напряжённым состоянием.

В пластинке, нагруженной в своей плоскости, напряжение σ_3, направленное нормально к ней, равно нулю. При этом одна из гл. плоскостей оптич. симметрии совпадает с её плоскостью. Для света, падающего перпендикулярно к плоскости пластинки, ур-ния (1) принимают вид

$$n_1-n_0=C_1\sigma_1+C_2\sigma_2,$$
$$n_2-n_0=C_1\sigma_2+C_2\sigma_1. \quad (2)$$

Относит. оптич. разность хода $\Delta = d(n_1 - n_2)$ или $\Delta = Cd\,(\sigma_1 - \sigma_2)$ — ур-ние Вертгейма, к-рое является основным при решении плоских задач оптич. методом (d — толщина пластинки, C — относит. оптич. коэф. напряжений).

Оптич. свойства нагруженной пластинки определяют при просвечивании её в полярископе. Различают круговые и линейные (плоские) полярископы. Круговой полярископ (рис. 1) включает: источник света S (монохроматический — газоразрядные лампы со светофильтрами или источники белого света — лампы накаливания); поляризатор P, после прохождения к-рого свет становится линейно поляризованным; пластинку в четверть длины волны $\lambda/4$, преобразующую линейно поляризованный свет в свет, поляризованный по кругу; систему линз, дающую параллельный пучок света; компенсирующую пластинку в четверть длины волны $\lambda/4$, по прохождении через к-рую снова получаем линейно поляризованный свет; анализатор A, пропускающий свет только с одним направлением колебаний светового вектора; систему линз, проектирующую изображение на экран. В пространстве между пластинками в четверть длины волны (рабочее поле кругового полярископа) имеем параллельный пучок света, поляризованного по кругу. Если в круговом полярископе убрать пластинки в четверть длины волны, то в рабочем поле получим параллельный пучок линейно поляризованного света, т. е. плоский полярископ. Интенсивность освещённости экрана кругового полярископа с монохроматич. источником света

$$I_n=I_0\sin^2(\pi\Delta/\lambda),$$

где I_0 — интенсивность света, вышедшего из поляризатора, λ — длина волны источника света. В точках интерференц. изображения пластинки (нагруженной модели), в к-рых $\Delta = m\lambda$ ($m = 1, 2, 3, \ldots$), наблюдается погашение света, в точках, где $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$, — макс. освещённость. На изображении модели (рис. 2) получаются светлые и тёмные полосы разных порядков

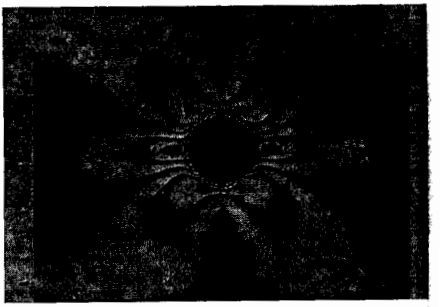


Рис. 2. Картина полос при растягивании пластинки с круглым отверстием.

m (картина полос). Точки, лежащие на одной полосе, имеют одинаковую разность гл. напряжений: $\sigma_1 - \sigma_2 = \Delta/Cd = m\lambda/Cd = m\sigma_0$. Здесь σ_0 — цена полосы модели, т. е. величина разности гл. напряжений в модели, вызывающих разность хода $\Delta = \lambda$. Цена полосы $\sigma_0 = \lambda/Cd$ и относит. оптич. коэф. C характеризуют оптич. чувствительность материала и являются постоянными при пост. темп-ре (σ_0 при одинаковых d и λ).

Для определения направления гл. напряжений σ_1 и σ_2 модель помещают в линейный полярископ. Интенсивность освещённости экрана линейного полярископа с пластинкой в рабочем поле рассчитывается по ф-ле

$$I_n=I_0\sin^2(\pi\Delta/\lambda)\cdot\sin^2 2\varphi,$$

где φ — угол между направлением плоскости колебаний светового вектора луча, вышедшего из поляризатора, и направлением одного из гл. напряжений — σ_1 или σ_2. При $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi/2$ (плоскость пропускания поляризатора совпадает с направлением σ_1 или σ_2) экран затемнён независимо от величины Δ. Т. о. в тёмных точках на интерференц. изображении модели направление σ_1 или σ_2 совпадает с плоскостью пропускания поляризатора. Поскольку направление σ_1 и σ_2 меняется непрерывно, точки с одинаковыми направлениями σ_1 и σ_2 лежат на непрерывных тёмных линиях — т. н. изоклинах. При синхронном повороте скрещенных поляризатора и анализатора изоклины меняют своё положение. Поэтому можно построить поле изоклин для разл. углов φ наклона поляризатора к горизонтальной оси.

Описанный метод определения разности $\sigma_1 - \sigma_2$ наз. методом полос и является более простым, но менее точ-

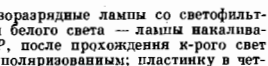


Рис. 1. Схема полярископа; D — диафрагма, E — экран.

ным по сравнению с методами компенсации, где для измерения Δ используются клиновые, поворотные, механич. компенсаторы, а также способы гониометрич. компенсация. Т. о., чисто оптич. измерениями можно определить разность гл. напряжений $\sigma_1 - \sigma_2$ и их направление. В случаях, когда необходимо знать все три компонента тензора напряжений а отдельности, применяются разл. методы разделения нормальных напряжений: численные, графические и экспериментальные.

Оптически чувствительные материалы, применяемые для изготовления моделей, должны иметь высокую прозрачность, оптич. и механич. изотропию, стабильные оптико-механич. характеристики и необходимую прочность. Их можно разделить на три группы: стёкла, полимеры, прозрачные металлы — галлоиды серебра, таллид и их сплавы — материалы кристаллич. строения.

П.-о. м. применяется также для решения объёмных задач. При этом измерения оптич. величин, связанных с напряжениями [ур-ния (1)], необходимо проводить по толщине объёмной модели, что крайне трудно, а часто практически невозможно. Поэтому для решения объёмных задач существуют методы: «замораживания» деформаций с последующей распилоакой модели на тонкие срезы, оптически чувствительных аклеек, рассеянного света, интегральной фотоупругости. Эти методы позволяют определять напряжения внутри модели. Наиб. распространение получил метод «замораживания».

Исследования проводят на трёхмерных моделях из полимерных материалов, имеющих сетчатую структуру (напр., отверждённые эпоксидные смолы и др.), к-рые при комнатной темп-ре находятся в стеклообразном, а при повышенной (100—140 °С) — в высокоэласт. состоянии. В высокоэластич. состоянии полимер деформируется упруго. Если нагретую модель из такого материала нагрузить, а затем охладить под нагрузкой, то упругие высокоэластич. деформации и обусловленная ими оптич. анизотропия сохранятся при снятии нагрузки и при разрезке модели на тонкие пластинки (срезы). Оптич. анизотропию в срезах (относит. разность хода Δ и направления плоскостей поляризации лучей) измеряют а полярископах описанными способами и определяют величину разности псевдоглавных напряжений и их направления в плоскости среза:

$$\Delta_z = C_T d \left(\sigma'_1 - \sigma'_2 \right)_z .$$

Если срез совпадает с плоскостью z = const, то σ'_1 и σ'_2 — макс. и мин. напряжения на площадках, перпендикулярных плоскости среза, d — толщина среза, C_T — относит. оптич. коэф. материала при темп-ре высокоэластич. состояния. Просвечивание трёх взаимно перпендикулярных срезов (или одного в трёх направлениях) позволяет определить три разности нормальных напряжений — $\sigma_x - \sigma_y$, $\sigma_y - \sigma_z$, $\sigma_z - \sigma_x$ и три касат. напряжения в выбранной системе координат.

П.-о. м. применяется к исследованию ряда др. задач механики твёрдого деформиров. тела. Фотоупругопластичность — способ исследования упруго-пластич. задач на прозрачных моделях П.-о. м. Наиб. применение нашли целлулоид, полистирол, поликарбонат, прозрачные металлы. Напр., поликарбонат имеет диаграмму растяжения, характерную для поликристаллич. материалов. В зоне упругих деформаций наблюдается линейная связь между двойным лучепреломлением и напряжениями, в пластической — эта зависимость имеет более сложный вид, определяемый тарировкой материала.

Фотоползучесть — исследование задач ползучести на прозрачных моделях. Этот способ развивается в двух направлениях: прямое моделирование, когда изучаются модели, материал к-рых обладает реологич. свойствами, подобными свойствам материала натурных объектов; косвенное моделирование, когда задача решается на основе методов упругих аналогий.

Фототермоупругость — применение П.-о. м. для изучения термоупругих напряжений. Разработан ряд способов. Наиболее распространено исследование тепловых напряжений на прозрачных нагреваемых или охлаждаемых моделях (геометрически подобных), в к-рых создаются температурные поля, подобные натуре. Эффективным является метод «замораживания — размораживания» деформаций. Плоская или объёмная модель составляется как монолитная склейка элементов из оптически чувствительного материала, в к-рых предварительно созданы и заморожены деформации, соответствующие свободным тепловым перемещениям. Нагрев склеенной модели приводит к «размораживанию» деформаций и устаиовлению искомого напряжённого состояния, фиксируемого затем путём охлаждения модели.

Разработаны также способы фиксации оптич. анизотропии, вызванной тепловыми напряжениями, при облучении моделей γ-лучами. Это позволяет моделировать задачи пространственной термоупругости (метод радиац. фототермоупругости). Применение скоростных кинокамер и синхронизирующих устройств, согласующих во времени динамич. нагружение моделей и съёмку картин полос, вызванных упругими волнами, лежит в основе динамич. фотоупругости.

Достаточно полно разработано применение П.-о. м. для исследования сварочных напряжений. Т. к. перечисленные способы исследования ведутся на прозрачных моделях, то всегда необходимо решать вопросы выбора параметров модели и перехода к соответствующим величинам натурного объекта (оригинала). Теория подобия в П.-о. м. достаточно хорошо разработана.

К П.-о. м. относится также метод оптически чувствительных покрытий, согласно к-рому на поверхность исследуемого объекта наносится тонкий слой оптически чувствительного материала. Деформации исследуемой поверхности будут полностью совпадать с деформациями покрытия, определение к-рых осуществляется П.-о. м. В этом случае применяются отражат. полярископы. Метод позволяет исследовать упруго-пластич. деформации, процессы разрушения и ползучести, деформации в микрообластях. Может использоваться не только в лабораториях, но и в промышленных и полевых условиях, на моделях и реальных конструкциях.

Лит.: Александров А. Я., Ахметзянов М. Х., Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела, М., 1973; Абен Х. К., Интегральная фотоупругость, Тал., 1975; Метод фотоупругости, т. 3, М., 1975; Материалы VIII Всесоюзной конференции по методу фотоупругости, т. 1—4, Тал., 1979; Экспериментальные методы исследования деформаций и напряжений, К., 1981.

В. И. Савченко.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИБОРЫ — оптич. приборы для обнаружения, анализа, получения и преобразования поляризов. оптич. излучения, а также для разл. исследований и измерений, использующих явление *поляризации света*. К простейшим устройствам для получения и преобразования поляризов. света относятся *поляризаторы* (П.), фазовые пластинки (ФП), оптич. компенсаторы, деполяризаторы, оптич. стопы и др.

Процессы получения и преобразования поляризов. света основаны на взаимодействиях света с веществом, нарушающих осевую симметрию светового луча. Для получения полностью или частично поляризованного света используется одно из трёх физ. явлений: поляризация при отражении или преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с разл. показателями преломления, линейный *дихроизм* и *двойное лучепреломление*. В первом случае анизотропия взаимодействия света со средой определяется наличием выделенной плоскости падения света и различием коэф. отражения для компонент светового луча, поляризованных параллельно и перпендикулярно этой плоскости (см. *Френеля*

формулы). При нормальном падении света на поверхность раздела (когда положение плоскости падения не определено) аксиальная симметрия взаимодействия света со средой не нарушается и поляризац. преобразования светового пучка не происходит. В соответствии с ф-лами Френеля степень поляризации отражённой и преломлённой компонент светового пучка зависит от угла падения. Если световой луч падает на границу раздела под углом Брюстера (см. *Брюстера закон*), то отражённый свет оказывается полностью поляризованным. На этом основано действие о т р а ж а т е л ь н ы х П. Осн. недостаток отражат. П.— малость коэф. отражения — устраняется при использовании многослойных диалектрич. покрытий (и н т е р ф е р е н ц и о н н ы е П.). Однако при этом сохраняются общие для всех отражат. П. недостатки — сильная зависимость степени поляризации от угла падения (малая угл. апертура) и от длины волны света (хроматизм).

Луч, преломлённый на границе раздела, поляризуется лишь частично, но при угле падения, равном углу Брюстера, компонента луча, поляризованная в плоскости падения, проходит через границу раздела без потерь. Т.о., пропуская свет последовательно через неск. прозрачных плоскопараллельных пластинок, можно достичь значит. степени поляризации прошедшего пучка практически без ослабления интенсивности одной из поляризац. компонент (см. *Стопа* в оптике).

Аксиальная симметрия взаимодействия света со средой может нарушаться вследствие *оптической анизотропии* самой среды. При этом в области полос поглощения света оптически анизотропные среды неодинаково поглощают обыкновенный и необыкновенный лучи (линейный дихроизм). При достаточной величине разности соответствующих оптич. плотностей одна из поляризац. компонент светового пучка может поглотиться практически полностью, и прошедший через среду свет приобретает высокую степень линейной поляризации. Такие П. наз. д и х р о и ч н ы м и. Наиб. эффективными и практически единственными применяемыми в наст. время дихроичными П. являются *поляроиды*. Достоинствами поляроидов являются компактность, большая угл. апертура и высокая поляризующая способность, недостатками — низкая *лучевая прочность* и сильный хроматизм.

В области прозрачности для оптически анизотропных сред (кристаллов) характерно двойное лучепреломление, проявляющееся, в частности, в различии направлений групповых скоростей двух ортогонально поляризованных компонент распространяющегося по кристаллу светового луча. При пропускании узкого светового луча через соответствующим образом вырезанную пластинку оптически анизотропного кристалла на выходе из пластинки (при достаточной величине двупреломления) световой луч расщепится на два луча, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях (рис. 1). Этот способ применяется для поляризации узконаправленных пучков малого сечения (напр., излучение лазера) и требует использования материалов с высоким двупреломлением (типа исландского шпата). Более совершенными П., основанными на явлении двойного лучепреломления, служат *поляризационные призмы* (ПП), проходя через к-рые две поляризац. компоненты светового луча в общем случае не сохраняют направления распространения, отклоняясь на разл. углы. В однолучевых ПП одна из компонент луча испытывает *полное внутреннее отражение* на наклонной границе раздела составных частей призмы и обычно гасится её чернёной поверхностью. Вторая поляризац. компонента проходит через призму без изменения направления распространения. Двулучевые ПП расщепляют исходный световой пучок на два линейно поляризованных, распространяющихся в раал. направлениях. ПП характеризуются широким спектральным диапазоном рабочих частот, высокой поляризующей способностью и лучевой прочностью.

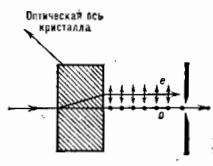


Рис. 1. Поляризация света с помощью двупреломляющего кристалла: направлением электрических колебаний указаны стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками (перпендикулярно плоскости рисунка); *o* и *e* — обыкновенный и необыкновенный лучи.

Циркулярные и эллиптич. П. существенно отличаются от линейных из-за отсутствия сред с циркулярной или эллиптич. анизотропией, сравнимой по величине с линейной. Обычно циркулярный П. представляет собой комбинацию последовательно расположенных линейного П. и четвертьволновой ФП, вносящей фазовый сдвиг $\pi/2$ между двумя ортогонально поляризованными компонентами световой волны и преобразующей линейно поляризованный свет в циркулярно поляризованный. Двулучепреломляющие ФП изготовляются из материалов как с естественной, так и с индуцированной оптич. анизотропией; отражат. ФП (напр., ромб Френеля, рис. 2) — из оптически изотропных материалов, принцип их действия основан на изменении поляризац.

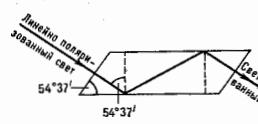


Рис. 2. Ромб Френеля. Значения углов указаны для отношения показателей преломления двух сред, равного 1,51.

состояния света при полном внутр. отражении. Преимуществом отражат. ФП перед двупреломляющими является слабая зависимость фазового сдвига от длины волны (ахроматизм).

Все П. (линейные, циркулярные, эллиптич.) могут использоваться и как *анализаторы*; при этом последовательность расположения ФП и линейного П. в составных эллиптич. и циркулярных П. инвертируется.

Деполяризация света обычно достигается не путём истинного устранения корреляции между его поляризац. компонентами (это практически невозможно), а путём получения излучения, к-рое в конкретных условиях данной задачи не проявляет своих поляризац. свойств. В качестве д е п о л я р и з а т о р о в для световых пучков широкого спектрального состава могут использоваться сильнохроматич. ФП, создающие излучение со спектрально-осциллирующим состоянием поляризации. При измерениях с невысоким временным разрешением деполяризация может достигаться ВЧ-модуляцией состояния поляризации пучка. При работе с широкими световыми пучками деполяризаторами могут служить сильнохроматич. ФП переменной толщины (напр., клиновидные), создающие усредняющийся по всему сечению тонкий поляризац. рельеф светового пучка. В нек-рых случаях в качестве линейного деполяризатора, устраняющего лишь линейную поляризац. анизотропию светового луча, может применяться циркулярный П., а в качестве циркулярного деполяризатора — линейный П.

Для поляризац. модуляции света обычно используются эффекты наведённой оптич. анизотропии (*Керра эффект*, *Поккельса эффект*, *Фарадея эффект*, *фотоупругость*) в условиях модуляции внеш. возмущения (электрич. поля, магн. поля, деформации), приложенного к оптич. среде. Возникающая при этом модуляция фазовых соотношений между поляризац. компонентами

светового пучка приводит к модуляции его поляризац. состояния при сохранении полной интенсивности. Поляризац. модуляторы служат основой для ин. модуляторов интенсивности света.

Приборы для поляризац.-оптич. исследований, несмотря на их многообразие, основаны на преобразовании поляризац. характеристик излучения в амплитудные. Любой фотоприёмник (в т. ч. и глаз) реагирует на интенсивность излучения, и конечным этапом поляризац. измерений является измерение интенсивности света. Простейшее преобразование поляризац. состояния света (азимута плоскости поляризации) в интенсивность описывается *Малюса законом* и реализуется при пропускании линейно поляризованного излучения через линейный анализатор.

Среди сложных П. п. с визуальной регистрацией наиб. известен **поляризационный** *микроскоп*, широко применяемый для определения величины и характера анизотропии кристаллич. сред и *жидких кристаллов*. Для изучения механич. напряжений в конструкциях используется поляризац.-оптич. метод исследования напряжений.

Для прецизионных измерений оптич. анизотропии и её зависимости от длины волны служат автоматич. П. п. с фотоэлектрич. регистрацией. Количеств. анализ анизотропии сводится к сопоставлению оптич. свойств среды и двух ортогональных поляризациях путём поляризац. модуляции света. При измерениях оптич. анизотропии, наведённой в среде внеш. возмущением, обычно модулируют это возмущение, и измерение сводится к регистрации противофазной модуляции интенсивностей двух поляризац. компонент пучка на частоте модуляции возмущения. Для повышения чувствительности измерений часто применяют балансные схемы фоторегистрации (рис. 3). Две поляризац.

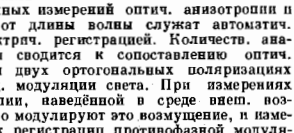


Рис. 3. Балансная схема регистрации разности интенсивностей двух ортогонально поляризованных компонент светового луча.

компоненты пучка разделяются с помощью ФП и двулучевой ПП и поступают на два фотоприёмника, включённых так, что их фототоки на выходе схемы (нагрузке R) вычитаются. При этом регистрируемый сигнал противофазной модуляции интенсивностей компонент удваивается, а сфазиров. колебания интенсивности, связанные с флуктуациями интенсивности света, скомпенсируют друг друга, что значительно улучшает отношение сигнал/шум.

П. п. для измерений вращения плоскости поляризации в средах с естественной и наведённой магн. полем оптич. активностью (*поляриметры*) и дисперсии этого вращения (*спектрополяриметры*) играют существ. роль в физ. исследованиях твёрдых тел, а также в хим. и биол. исследованиях. Применение в поляриметрах лазерных источников света позволило достичь чувствительности к углу вращения плоскости поляризации до $\sim 10^{-7}$ град.

Для обнаружения и количеств. определения поляризации света используются *полярископы*. Предельно обнаруживаемая примесь поляризов. света зависит от его интенсивности и практически достигает относит. значений $\sim 10^{-8}$.

П. п. широко применяются в науч. исследованиях электронной структуры атомов, молекул и твёрдых тел, электрич. и магн. свойств реал. сред, поверхностных явлений и оптич. свойств тонких плёнок (см. *Эллипсометрия*), для регистрации статич. механич. напряжений, а также акустич. и ударных волн в прозрачных средах, при изучении диффузии макромолекул в растворах, для определения содержания оптически активных молекул в растворах (см. *Сахариметрия*) и т. д. Принципы поляризац. оптики используются в приборах для геодезич. измерений, в системах *оптической локации* и *оптической связи*, в схемах управления лазерным излучением, в скоростной фото- и киносъёмке и пр.

В. С. Запасский.

Лит. см. при ст. *Поляризация света.*

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРИЗМЫ — один из классов *призм оптических*, простейшие поляризац. приборы, предназначенные для получения линейно поляризованного оптич. излучения (см. *Поляризация света*) или для определения характера и степени его поляризации. В соответствии с этим П. п. в оптич. приборах выполняют функции *поляризаторов* или *анализаторов*. Обычно П. п. являются двупреломляющими поляризаторами, т. е. поляризов. свет получается с использованием *двойного лучепреломления*. П. п. состоят из двух или более трёхгранных призм, на границе раздела между к-рыми резко различаются условия прохождения для компонент светового луча, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Такая ситуация реализуется, напр., при прохождении света через наклонную границу раздела двух сред, одна из к-рых сильно анизотропна. В качестве оптически анизотропных сред в П. п. используются прозрачные двупреломляющие кристаллы, наиб. употребительными из к-рых являются одноосный оптически отрицательный гексагональный кристалл исландского шпата ($CaCO_3$), обладающий широкой областью прозрачности и большим двупреломлением, кристаллич. кварц SiO_2 и фтористый магний MgF_2.

Условия прохождения светового пучка через границу раздела между двумя средами обычно выбирают такими, что одна из поляризац. компонент испытывает *полное внутреннее отражение* и отсекается (поглощается чернёной поверхностью призмы), а из призмы выходит только одна линейно поляризованный луч.

Трёхгранные призмы, изготовляемые из оптически анизотропного материала, склеиваются прозрачным изотропным веществом, показатель преломления к-рого близок к ср. значению n обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей. Классич. примером такой П. п. является **призма Николя** (рис. 1), изобретённая в 1828 У. Николем (W. Nicol) и явившаяся первым эфф. линейным поляризатором, основанным на двойном лучепреломлении.

Рис. 1. Призма Николя. Штриховка указывает направление оптических осей кристалла в плоскости чертежа. Направления электрических колебаний световых волн указаны на лучах стрелками (колебания в плоскости рисунка) и точками (колебания перпендикулярны плоскости рисунка), o и e — обыкновенный и необыкновенный лучи. Чернение нижней грани призмы поглощает полностью отражаемый от плоскости склейки обыкновенный луч.

Существуют также П. п., элементы к-рых изготовляются из оптически изотропного материала — стекла, а прослойка между ними — из кристалла исландского шпата. К этому типу П. п. относится **поляризатор Фусснера**, изобретённый в 1884 (рис. 2).

При исследовании в УФ-области спектра, а также при работе с мощными пучками оптич. излучения часто используются П. п., разделённые воздушным промежутком, — **призма Глана** (рис. 3), **призма Глана — Томпсона** (рис. 4), **призма Фуко** (со скошенной входной и выходной гранями, как

Рис. 2. Поляризационная призма из стекла и исландского шпата (призма Фиосснера). Точки в прослойке шпата указывают, что его оптическая ось перпендикулярна плоскости рисунка.

Рис. 3. Поляризационная призма Глана. *AB* — воздушный промежуток. Точки на обеих трёхгранных призмах указывают, что их оптические оси перпендикулярны плоскости рисунка.

у призмы Николя) и пр. В П. п. со скошенными гранями проходящий луч испытывает параллельное смещение, поэтому при вращении призмы вокруг луча выходной луч описывает окружность. От этого недостатка свободны П. п. в форме прямоуг. параллелепипедов: призмы Глана, Глана — Томпсона, Аренса (рис. 5), Глазебрука (половина призмы Ареиса) и др.

Рис. 4. Предельные углы падения i_1 и i_2 лучей на поляризационную призму Глана — Томпсона.

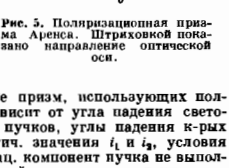


Рис. 5. Поляризационная призма Аренса. Штриховкой показано направление оптической оси.

Поляризующее действие призм, использующих полное внутр. отражение, зависит от угла падения светового луча: для световых пучков, углы падения к-рых превышают нек-рые критич. значения i_1 и i_2, условия разделения двух поляризац. компонент пучка не выполняются, и поляризующее действие призмы прекращается (рис. 4). В общем случае $i_1 \neq i_2$, и угл. рабочее поле П. п. несимметрично. Сумма углов $i_1 + i_2$ наз. апертурой полной поляризации П. п. и у нек-рых П. п. достигает 40°.

Наряду с описанными П. п., пропускающими один линейно поляризованный луч (т. н. однолученые П. п.), существуют конструкции П. п., пространственно разделяющие две линейно поляризованные компоненты. Такие двулучевые П. п. широко применяются в разл. поляризац. приборах как своеобразные двухканальные анализаторы. Они используются для получения на выходе оптич. системы знакопеременного сигнала при нулевом методе измерений, а также для подавления избыточных световых шумов, проявляющихся в спифазной модуляции интенсивности света в обоих каналах. Из двулучевых П. п. наиб. распространение имеют призмы Рошона, Сенармона и Волластона (рис. 6). В П. п. Рошона и Сепармона обыкновенный луч не меняет своего направления, а необыкновенный отклоняется на угол θ (5°—6°), зависящий от длины волны света. П. п. Волластона даёт при нормальном падении симметрич. отклонение обыкновенного и необыкновенного лучей.

Рис. 6. Двулучевые поляризационные призмы: *а* — призма Рошона; *б* — призма Сенармона; *в* — призма Волластона. Штриховка указывает направление оптических осей кристаллов в плоскости рисунка.

Значит. распространение получили П. п., использующие поляризацию при *отражении света*. Они представляют собой прямоуг. параллелепипед из двух оптически изотропных трёхгранных призм с многослойным интерференц. покрытием на диагональной плоскости. Многослойные диэлектрич. покрытия (плёнки), созданные надлежащей комбинацией диэлектрич. слоёв определ. толщины и с разл. показателями преломления, дают т. н. интерференционное отражение (коэф. отражения для определ. длин волн доходит до 98—99%). А т. к. при отражении происходит поляризация света, то плёнки, подобно оптич. *стопе*, дают сильно поляризованный отражённый свет. Такие интерференционные поляризаторы обладают значительной спектральной селективностью и зависимостью степени поляризации от угла падения луча, но не требуют для своего изготовления дорогостоящих природных кристаллов исландского шпата и имеют довольно высокие поляризац. и угл. характеристики.

П. п. являются наиб. высококачеств. и универсальными поляризаторами для работы в широкой области спектра и в мощных пучках излучения.

Лит.: Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Крылова Т. Н., Интерференционные покрытия, Л., 1973.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ в ядерных реакциях и при рассеянии элементарных частиц — зависимость сечения взаимодействия частиц от взаимной ориентации их спинов и импульсов. Зависимость взаимодействия заряж. частиц от ориентации их орбитального и спинового моментов хорошо известна в *квантовой электродинамике*. Воздействие магн. поля от орбитального движения электрона на его собств. магн. момент (*спин-орбитальное взаимодействие*) приводит к тонкому расщеплению ат. уровней (*тонкая структура*), а взаимодействие собста. магн. моментов ядра и электронов (спин-спиновое взаимодействие) наблюдается как сверхтонкое расщепление, напр. различие уровней $^3S_1$ и $^4S_0$ в атоме водорода возникает из-за разл. магн. взаимодействия протона и электрона с параллельными и антипараллельными спинами (см. *Сверхтонкая структура*, *Сверхтонкое взаимодействие*). Аналогичные особенности присущи *сильным взаимодействиям* и *слабым взаимодействиям*.

Простейшим примером служит нерелятивистское рассеяние частицы со спином $s = 1/2$ (напр., нуклона) на бесспиновой частице, напр. на ядре с нулевым спином $I = 0$. Процесс рассеяния полностью описывается *амплитудой рассеяния* f, к-рая в данном случае является спиновой матрицей $f_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = \pm 1/2$). Спин-орбитальное взаимодействие приводит к зависимости амплитуды рассеяния от спинов. При заданном (полуцелом) значении полного угл. момента системы j орбитальный момент может принимать 2 значения $l = j \pm 1/2$, отвечающие разл. *чётности*. Поэтому из сохранения j и чётности следует сохранение абс. значения l, т. е. оператора l^2. Единственным действующим на спины инвариантным оператором, коммутирующим с l^2, является оператор $s\mathbf{l}$ или пропорциональный ему оператор $s\mathbf{v}$ ($\mathbf{v}$ — единичный псевдовектор нормали к плоскости рассеяния: $\mathbf{v} \parallel [\boldsymbol{nn'}]$, где $\boldsymbol{n}$ и $\boldsymbol{n'}$ — единичные векторы в направлении падающего и рассеянного пучков). Поэтому общий вид оператора амплитуды рассеяния в рассматриваемом случае [1]:

$$\hat{f} = A + 2B\mathbf{vs}, \qquad (1)$$

где амплитуды A и B не зависят от спинов. Дифференц. сечение рассеяния частицы $d\sigma_{s_0}/d\Omega$ из состояния с

проекцией спина α в состоянии с проекцией спина β определяется величиной $|f_{\alpha\beta}|^2$. Обычно важно сечение рассеяния, просуммированное по конечным и усредненное по начальным проекциям спина. Для такой величины из (1) следует:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\sum_{\alpha\beta}|f_{\alpha\beta}|^2 = |A|^2 + |B|^2 + 2\mathrm{Re}(AB^*)\mathbf{v}\mathcal{P}, \quad (2)$$

где псевдовектор поляризации падающего пучка $\mathcal{P} = 2\mathbf{s}$ ($\mathbf{s}$ — ср. спин в нач. состоянии). Эта величина приобретает ясный смысл, если ось квантования направлена по $\mathbf{v}$. Тогда

$$\mathbf{v}\mathcal{P} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}.$$

Здесь $N_\pm$ — число частиц со спином по направлению $\mathbf{v}$ и против. Благодаря множителю $\mathbf{v}\mathcal{P}$ в ф-ле (2) сечение рассеяния зависит не только от полярного угла θ, но и от азимутального угла φ между векторами $\boldsymbol{n}$ и $\boldsymbol{n}'$. Поляризация рассеянных частиц может быть вычислена по ф-ле

$$\mathcal{P}' = 2\sum_{\alpha\beta}|f_{\alpha\beta}|^2 s_{\beta\beta}\mathbf{v}\Big/\sum_{\alpha\beta}|f_{\alpha\beta}|^2. \quad (3)$$

Для неполяризованного пучка ($\mathcal{P} = 0$)

$$\mathcal{P}' = \frac{2\mathrm{Re}(AB^*)}{|A|^2+|B|^2}\mathbf{v}; \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = |A|^2 + |B|^2. \quad (4)$$

Т. о., из (2) получается

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + \mathcal{P}\mathcal{P}'). \quad (5)$$

Из (4) видно, что при наличии спин-орбитального взаимодействия ($B \neq 0$) неполяризов. пучок после рассеяния приобретает поляризацию, направленную перпендикулярно плоскости рассеяния.

Величину $\mathcal{P}'$ наз. анализирующей способностью мишени A. Если поляризац. свойства ядер мишени известны, т. е. известно A, то, измеряя асимметрич. рассеяние налево и направо на этом ядре, можно определить степень поляризации пучка бомбардирующих частиц. В свою очередь пучки поляризов. частиц могут быть получены в результате рассеяния или ядерных реакций. Выражение (2) для рассеиваемых частиц со спином $^1/_2$ справедливо для мишени с произвольным спином, если она неполяризована.

В общем случае, когда спин рассеиваемой частицы больше $^1/_2$ или спин мишени отличен от 0, для описания поляризации пучка и анализирующей способности мишень требуется большее число параметров. В случае спина 1 возможны 3 значения проекции спина (+1, 0, −1), и для описания состояния пучка помимо поляризации необходимо знание выстроенности пучка по спину, т. е. величины

$$(N_+ + N_- - 2N_0)/(N_+ + N_- + N_0).$$

Поляризация рассеянных частиц в этом случае определяется не одной, как в случае $s = {}^1/_2$, а неск. поляризующими способностями.

В случае, когда частицы пучка и мишени поляризованы, для описания эфф. сечения необходимо, кроме анализирующей способности, использовать т. н. коэф. корреляции спинов. В то время как анализирующие способности описывают чувствительность рассеяния или ядерной реакции к состоянию поляризации пучка или мишени, коэф. корреляции описывают их чувствительность к параметрам, характеризующим корреляцию спинов пучка и мишени.

Все рассмотренные выше величины, характеризующие зависимость от спинов характеристик ядерной реакции,— поляризация продуктов реакции, анализирующая способность мишени, коэф. корреляции спинов — могут быть определены экспериментально. Их наз. поляризационными наблюдаемыми. Измерение всех поляризац. наблюдаемых наз. полным опытом.

Важный практич. случай — рассеяние двух нерелятивистских частиц со спинами $s_1 = s_2 = {}^1/_2$, напр. нуклон-нуклонное (NN) рассеяние при небольших энергиях. В этом случае аналог разложения (1) оператора $\hat{f}$ содержит 5 инвариантных амплитуд:

$$\hat{f} = A + B(\mathbf{s}_1\boldsymbol{\lambda})(\mathbf{s}_2\boldsymbol{\lambda}) + C(\mathbf{s}_1\boldsymbol{\mu})(\mathbf{s}_2\boldsymbol{\mu}) + D(\mathbf{s}_1\mathbf{v})(\mathbf{s}_2\mathbf{v}) + E(\mathbf{s}\mathbf{v} + \mathbf{s}_2\mathbf{v}). \quad (6)$$

Здесь единичные векторы $\boldsymbol{\lambda}$, $\boldsymbol{\mu}$, $\mathbf{v}$ направлены вдоль векторов $\boldsymbol{n} + \boldsymbol{n}'$, $\boldsymbol{n} - \boldsymbol{n}'$, $[\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}']$ соответственно. Амплитуды B, C, D наз. тензорными, E — спин-орбитальной. Дифференц. сечение рассеяния неполяризов. нуклонов определяется всего одной комбинацией этих амплитуд, а для извлечения их всех из эксперимента требуется проведение полного опыта.

NN-рассеяние при энергиях $\mathscr{E} < 300$ МэВ обычно рассматривают в нерелятивистском приближении и описывают с помощью NN-потенциала, содержащего помимо центрального тензорный и спин-орбитальный компоненты. Для определения этих компонентов требуется знание всех инвариантных амплитуд в разложении (6).

При описании рассеяния нуклонов в легчайших ядер на ядрах используют *оптическую модель ядра* с оптич. потенциалом, содержащим центральный и спин-орбитальный компоненты. С помощью эксперим. данных по дифференц. сечениям $d\sigma/d\Omega$ и поляризации $\mathcal{P}$ удаётся оценить форму и величину разл. членов оптич. потенциала.

Кроме выяснения характера спиновой зависимости нуклон-нуклонного и нуклон-ядерного взаимодействия, изучение П. э. позволяет уточнить информацию об уровнях ядер, установить механизм ядерных реакций, более полно осуществить проверку принципов симметрии в ядерных взаимодействиях (см. *Несохранение чётности в ядрах*). Так, для установления степени несохранения чётности в нуклон-нуклонном рассеянии была измерена продольная компонента анализирующей способности для p—p-рассеяния. Уровень несохранения чётности оказался порядка 10^{-7}. При релятивистских энергиях взаимодействующих частиц для амплитуды реакции также можно записать разложение типа (1) или (6) по релятивистски инвариантным компонентам, для нахождения к-рых требуется проведение поляризац. экспериментов. Т. о., изучение П. э. является важным инструментом исследования фундам. свойств элементарных частиц, ядер и их взаимодействий.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Немец О. Ф., Неогородский А. М., Поляризационные исследования в ядерной физике, К., 1980; Лапидус Л. И., Поляризационные явления в адронных соударениях при промежуточных энергиях, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, в. 3, с. 493; High-energy spin physics. 8-th Intern. sympos., Minneapolis, US, ed. by K. J. Heller, v. 1—2, Mn., 1988.

Э. Сатуртиев.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР в квантовой электродинамике — функция, представляющая собой аналог *массового оператора* для безмассовой частицы — фотона. Включает вклады диаграмм поляризации вакуума в пропагатор фотона. Совокупность таких вкладов, простейший из к-рых отвечает первой диаграмме на рис. 1 в ст. *Поляризация вакуума* (также рассмотрен в ст. *Регуляризация расходимостей*), образует П. о. $\Pi_{\mu\nu}(k, \alpha)$. Здесь k — 4-импульс фотона, $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, по степеням к-рой располагаются вклады теории возмущений в П. о., μ, ν — лоренцевы индексы, соответствующие разл. значениям поляризации фотона. После устранения расходимостей в соответствии с условием *калибровочной инвариантности* $\Pi_{\mu\nu}$ имеет поперечную структуру:

$$\Pi_{\mu\nu}(k, \alpha) = (g_{\mu\nu}k^2 - k_\mu k_\nu)\pi(k^2, \alpha),$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор пространства-времени Минковского, а скалярная ф-ция $\pi(k^2, \alpha)$ входит в знаменатель поперечной части «одетого» фотонного *пропагатора*:

$$D^c_{\mu\nu}(k,\alpha)=\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\frac{1}{k^2-\pi(k,\alpha)}.$$

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 29. *Д. В. Ширков.*

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ СВЕТОФИЛЬТР — *светофильтр*, действие к-рого основано на явлении интерференции поляризов. лучей. Простейший П. с. представляет собой хроматич. фазовую пластинку (см. *Компенсатор оптический*), расположенную между двумя *поляризаторами*, поляризующие направления к-рых параллельны (перпендикулярны) друг другу и составляют угол 45° с оптич. осью пластинки. Т. к. фазовый сдвиг δ между обыкновенным (n_o) и необыкновенным (n_e) лучами, прошедшими через пластинку длиной l, зависит от длины волны λ ($\delta = 2\pi l(n_o - n_e)/\lambda$), то состояние поляризации, а следовательно и интенсивность выходящего света (см. *Интерференция поляризованных лучей*), также имеет спектральную зависимость. При достаточно большой разности показателей преломления фазовой пластинки ($n_o - n_e$) состояние поляризации выходящего из неё света может меняться в зависимости от λ от линейной, совпадающей с падающей, через все фазы эллиптической, до линейной, ортогональной исходной. Если поляризация света, прошедшего фазовую пластинку, совпадает с поляризующим направлением поляризатора на выходе, то наблюдается максимум в интенсивности выходящих интерферирующих поляризов. лучей; если соответствующие поляризации ортогональны, то наблюдается минимум. Таким образом, П. с. в зависимости от λ или полностью пропускает свет, или почти полностью поглощает. Это свойство П. с. используется для решения ряда спец. задач спектроскопии, напр. для подавления одной или неск. спектральных линий излучения на фоне др. компонент спектра или для изменения спектрального распределения энергии в источниках сплошного спектра.

Селективные П. с. пропускают излучение только в узком спектральном интервале. К ним относится изобретённый в 1933 Б. Лио (B. Lyot) П. с., представляющий собой последовательность k поляризаторов (с идентично ориентированными поляризующими направлениями) и расположенных между ними ($k - 1$) фазовых пластин. Каждая последоват. тройка элементов (поляризатор — фазовая пластинка — поляризатор) представляет собой простейший описанный выше П. с. Толщина первой фазовой пластинки выбирается такой, чтобы обеспечить полное пропускание первой тройкой элементов фильтра Лио на заданной длине волны λ_0 (т. е. фазовый сдвиг кратен 2π). Толщина каждой следующей пластинки точно вдвое превышает толщину предыдущей, сохраняя, т. о., указанную кратность фазового сдвига на длине волны λ_0. В результате все компоненты фильтра обеспечивают полное пропускание на длине волны λ_0, тогда как на остальных участках спектра по мере роста числа пластин пропускание всё в большей степени подавляется. Практически таким способом удаётся создать П. с. со спектральной шириной полосы пропускания до 10^{-2} им. Недостатки П. с. Лио — малая угл. рабочая апертура и сильная температурная зависимость спектральных характеристик, что приводит к необходимости тщательной термостабилизации всего устройства.

К узкополосным П. с. относится также изобретённый в 1955 И. Шолком (I. Solc) фильтр, представляющий собой расположенный между двумя линейными поляризаторами набор из большого числа фазовых пластинок, оси анизотропии к-рых последовательно повёрнуты одна относительно другой на малый угол. П. с. Шолка обладает значительно более высоким пропусканием, чем П. с. Лио, но значительно уступает последнему по качеству спектральной селективности.

П. с. представляют собой сложные оптич. системы, очень чувствительные к температурным и др. внешним воздействиям, поэтому их применение ограниченно; они используются гл. обр. в астрофиз. исследованиях.

Лит.: Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965. *В. С. Запасский.*

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ансамбля частиц — преимущественная ориентация спинов частиц. Пусть в ансамбле частиц со спином $s = 1/2$ задана ось квантования z, т. е. задано направление в пространстве, на к-рое частицы имеют определённые проекции спина $\mu = \pm 1/2$. Обычно по оси z направлено внешнее, напр. магн., поле, к-рое и формирует спиновую упорядоченность ансамбля. Если заданы вероятности W_+, W_- нахождения частиц на уровнях с проекциями спина $\mu = \pm 1/2$, то поляризация ансамбля $\mathcal{P} = W_+ - W_-$; $-1 \leqslant \mathcal{P} \leqslant 1$; $\mathcal{P}$ — параметр, полностью характеризующий спиновое состояние ансамбля. Для случаев спина $s = 1$ имеются три состояния $\mu = +1, 0, -1$ и три вероятности W_+, W_-, W_0. Наряду с поляризацией $\mathcal{P} = W_+ - W_-$ существует ещё один параметр $T = 1 - 3W_0 = W_+ + W_- - 2W_0$, наз. выстроенностью. Для описания ансамбля частиц с более высоким спином потребуется большее кол-во независимых параметров (см. также *Ориентированные ядра*, *Поляризованные нейтроны*).

ПОЛЯРИЗАЦИЯ среды — 1) процесс, в результате к-рого физ. объект (атом, молекула, твёрдое тело и др.) приобретает электрич. дипольный момент $\boldsymbol{P}$. П. может возникать под действием электрич. поля $\boldsymbol{E}$, упругой деформации u (пьезоэлектрич. эффект), изменения темп-ры δT (пироэлектрич. эффект), магн. поля $\boldsymbol{H}$ (магн.-электрич. эффект), градиента деформации du/dx (флексоэлектрический эффект), градиента темп-ры $\partial T/\partial x$ (термополяризац. эффект) и др.

2) Вектор $\boldsymbol{P}$, связывающий электрич. поле $\boldsymbol{E}$ с электрич. индукцией $\boldsymbol{D}$:

$$\boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}\ (\text{СГС});\quad \boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+\boldsymbol{P}\ (\text{СИ}).$$

По определению, $\mathrm{div}\boldsymbol{P} = -\rho_{св}$, $\boldsymbol{P} = 0$ вне тела, где $\rho_{св}$ — усреднённая (по объёму много большему, чем атомные размеры) плотность связанных зарядов *диэлектрика*.

Связь между локальными значениями П. и факторами, приводящими к её возникновению, записывается в виде

$$P_i=\chi_{ij}E_j+\lambda_{ijl}u_{jl}+p_i\delta T+d_{ij}H_j+ +f_{ijkl}\frac{\partial u_{jk}}{\partial x_l}+b_{ij}\frac{\partial T}{\partial x_j}. \qquad (*)$$

Здесь χ — *диэлектрическая восприимчивость*, λ — пьезоэлектрич. коэф. (см. *Пьезоэлектрики*), p — пироэлектрич. коэф. (см. *Пироэлектрики*) и т. д. Линейная связь между $\boldsymbol{P}$ и величинами u, δT, H возможна лишь в средах с определ. кристаллич. и магн. симметрией. Среднее (по объёму тела) значение П. равно отношению дипольного момента тела к его объёму. Для тела макроскопич. размеров связь ср. П. со ср. значениями E_i, du/dx_l, δT и H_i определяется объёмными свойствами материала и задаётся локальными соотношениями (*), тогда как связь со ср. значениями градиентов деформации и темп-ры может существенно зависеть от свойств поверхности тела.

Лит.: Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979; Гроот С. Р. де, Сатторп Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Таганцев А. К., Пиро-, пьезо-, флексоэлектрический и термополяризационный эффекты в ионных кристаллах, «УФН», 1987, т. 152, в. 3, с. 423. *А. К. Таганцев.*

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА в физике частиц — совокупность виртуальных процессов, аналогичных *нулевым колебаниям* квантовой механики, характе-

ризующих нижнее, вакуумное, состояние системы взаимодействующих квантовых полей.

Первоначально термин «П. в.» возник в квантовой электродинамике (КЭД) и в узком смысле ассоциируется с процессами виртуального превращения фотона в пару e^+e^- с последующей рекомбинацией (рис. 1). Такие

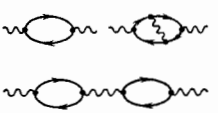


Рис. 1. Диаграммы поляризации вакуума в квантовой электродинамике.

виртуальные переходы в буквальном смысле слова ответственны за поляризацию «пустоты» в окрестности любого электрич. заряда. Рассмотрим их влияние на процесс измерения заряда электрона. Такое измерение реализуется внеш. эл.-магн. полем. На рис. 2 (слева) изображена классич. картина, не учитывающая П. в.; правый рис. описывает ситуацию, когда фотон-пробник

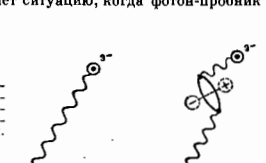


Рис. 2. Диаграммы, изображающие процесс измерения заряда электрона (обозначенного символом e^-) внешним полем.

диссоциирует на электрон и позитрон, к-рые образуют виртуальный диполь, эквивалентный поляризации материальной среды. Описанный механизм приводит к возникновению *эффективного заряда* в КЭД.

В совр. литературе термином «П. в.» обозначают широкий круг виртуальных переходов, обусловленных вакуумными флуктуациями, напр. процесс «одевания» цветного *кварка*, рождённого в глубоко неупругом рассеянии, в результате к-рого он превращается в бесцветный адрон или струю адронов. *Д. В. Ширков.*

ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ ВОЛН — характеристика волн, определяющая пространственную направленность векторных волновых полей. Исторически это понятие было введено в оптике ещё во времена «довекторных описаний» и первоначально основывалось на свойствах поперечной анизотропии волновых пучков (см. *Поляризация света*). Оно распространено на все без исключения типы физ. волновых возмущений (см. *Волны*), но оси. терминология по-прежнему осталась связанной с эл.-магн. (в частности, оптическими) полями.

Различают продольно и поперечно поляризованные волны в зависимости от ориентации вектора поля относительно волнового вектора (**k**). В электродинамике примером продольных волн служат плоские однородные плазменные волны (см. *Ленгмюровские волны*); к поперечным волнам в первую очередь относятся плоские однородные эл.-магн. волны в вакууме или в однородных изотропных средах. Поскольку в последних электрич. (***E***) и магн. (***H***) векторы перпендикулярны волновому вектору (**k**), то их часто наз. волнами типа *TEM* или *TEH* (см. *Волновод*). Причём, если векторы поля (***E***, ***H***) лежат в фиксиров. плоскостях (***E***, **k**) и (***H***, **k**), т. е. имеют фиксиров. направления в пространстве, используется термин «волны линейной поляризации». Суперпозиция двух линейно поляризованных волн, распространяющихся в одном направлении (**k**) и имеющих одинаковую частоту (ω), но отличающихся направленностью векторных полей, даёт в общем случае волну эллиптической поляризации. В ней концы векторов ***E*** и ***H*** описывают в плоскости, перпендикулярной **k**, эллиптич. траектории, ориентированные по правому или по левому винту в направлении **k** в зависимости от знака и величины разности фаз ($\Delta\varphi$) между исходными линейно поляризованными составляющими. Соответственно, такая волна наз. право- или левополяризованной, что не совпадает с терминологией, принятой в оптике, где отсчёт направления вращения вектора поля ведётся в направлении (—**k**), т. е. в направлении на источник. В частном случае вырождения эллипсов в окружности волны становятся циркулярно поляризованными. Иногда именно волны с циркулярной (круговой) поляризацией выбирают в качестве нормальных *мод* среды. Линейно, эллиптически и циркулярно поляризованные волны являются полностью поляризованными волнами. Неполяризов. волны имеют в отличие от них некоррелированное во времени случайное направление векторов полей (***E*** и ***H***) (в оптике — естественный свет). Когда в волновом поле наряду со случайной присутствует ещё и поляризов. составляющая, то говорят о частично поляризованных волнах, количественно характеризуемых степенью поляризации, равной отношению средней по времени интенсивности поляризованной части излучения к полному её значению (см. *Когерентность*).

Весьма сложными поляризац. свойствами обладают пространственно неоднородные волны, к-рые в принципе можно рассматривать как суперпозицию однородных плоских волн (см. *Волновод*). При этом характер поляризации векторов ***E*** и ***H*** часто оказывается различным. Так, если в бегущих вдоль оси x волнах типа *TM* поле ***H*** ориентировано в поперечной к **k** плоскости ($\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$), а поле ***E*** образует эллипс поляризации в плоскости (***E***, **k**), то в волнах типа *TE* данное свойство видоизменяется ($\mathbf{E} \to \mathbf{H}$, $\mathbf{H} \to -\mathbf{E}$). Для чисто стоячих волн приходится всегда указывать, относительно какого направления ориентированы эллипсы поляризации.

В неоднородных средах, как правило, описать поляризацию волновых полей очень трудно. Обычно ограничиваются рассмотрением лишь случая кусочно-однородных сред, в частности задачи о падении плоской волны на резкую границу раздела двух однородных изотропных сред (см. *Френеля законы*).

В анизотропных средах волны разной поляризации имеют разл. скорости распространения и разл. коэф. затухания. Поэтому при падении волны на границу раздела с анизотропной средой могут возникать сразу неск. преломлённых волн, распространяющихся под углами, отличными от устанавливаемых *Снелля законами*. Такие свойства анизотропных сред лежат в основе многих *поляризационных приборов* (разл. поляризаторов, деполяризаторов, поляризац. анализаторов, компенсаторов и т. п.).

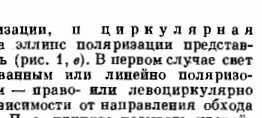
Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.
А. А. Жаров, А. И. Смирнов.

ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ СВЕ́ТА — физ. характеристика оптич. излучения, описывающая поперечную анизотропию световых волн, т. е. неэквивалентность разл. направлений в плоскости, перпендикулярной световому лучу. Первые указания на поперечную анизотропию светового луча были получены в 1690 Х. Гюйгенсом (Ch. Huygens) при опытах с кристаллами исландского шпата. Понятие «П. с.» введено в оптику в 1704—06 И. Ньютоном (I. Newton). Существ. значение для понимания П. с. имело её проявление в эффектах *интерференции света* и, в частности, тот факт, что два световых луча с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации непосредственно не интерферируют. П. с. нашла естеств. объяснение в эл.-магн. теории света, разработанной в 1865—73 Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell), позднее — в квантовой электродинамике.

Поперечность эл.-магн. волны лишает её осевой симметрии относительно направления её распространения из-за наличия выделенных направлений (вектора ***E*** —

напряжённости электрич. поля, вектора $\boldsymbol{H}$ — напряжённости магн. поля) в плоскости, перпендикулярной направлению волнового вектора. Состояние П. с. принято связывать с типом движения вектора $\boldsymbol{E}$, направление к-рого в нерелятивистском приближении определяет направление силы, действующей на заряж. частицу в поле световой волны. Полностью поляризованная световая волна характеризуется полной скоррелированностью (*когерентностью*) колебаний взаимно ортогональных компонент вектора $\boldsymbol{E}$, т. е. постоянством их амплитуд и разности фаз. Все типы П. с. можно рассмотреть на примере монохроматич. эл.-магн. волны, компоненты вектора $\boldsymbol{E}$ к-рой меняются во времени по гармонич. закону, а сам вектор $\boldsymbol{E}$ совершает неизменно воспроизводимое периодич. движение. Монохроматич. волна, очевидно, всегда полностью поляризована. Графически состояние П. с. обычно изображают с помощью э л л и п с а п о л я р и з а ц и и — проекции траектории конца вектора $\boldsymbol{E}$ на плоскость, перпендикулярную лучу (рис. 1). Проекц. картина полностью поляризованного света в общем случае имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора $\boldsymbol{E}$ (рис. 1, *б*, *г*, *е*). Такой свет наз. э л л и п т и ч е с к и п о л я р и з о в а н н ы м. Наиб. интерес представляют предельные случаи эллиптич. поляризации — л и н е й н а я, когда эллипс поляризации вырождается в отрезок прямой линии (рис. 1, *а*, *д*), определяющий положение (азимут

Рис. 1. Примеры различных поляризационных состояний светового луча при различных разностях фаз между равными взаимно ортогональными компонентами E_x и E_y.



θ) плоскости поляризации, и ц и р к у л я р н а я (или круговая), когда эллипс поляризации представляет собой окружность (рис. 1, *е*). В первом случае свет наз. плоскополяризованным или линейно поляризованным, а во втором — право- или левоциркулярно поляризованным в зависимости от направления обхода эллипса поляризации. П. с. принято называть правой, если вектор $\boldsymbol{E}$ совершает вращение по часовой стрелке при наблюдении навстречу световому лучу.

Для количеств. описания характера поляризации полностью поляризованного света используют величину отношения длин малой (B) и большой (A) полуосей эллипса поляризации — эллиптичность $e = B/A$, приписывая ей знак, определяемый направлением вращения вектора $\boldsymbol{E}$. Правополяризованному свету приписывают положительную эллиптичность, а левополяризованному свету — отрицательную. Т. о., для всех типов П. с. эллиптичность e лежит в пределах $-1 \leqslant e \leqslant 1$. В нек-рых случаях удобно ввести также угол эллиптичности ε, определяемый соотношением $\varepsilon = \operatorname{arctg} e$, $(-\pi/4 \leqslant \varepsilon \leqslant \pi/4)$.

При аналитич. описании П. с. обычно не рассматривают временные и пространственные изменения эл.-магн. волны. Наиб. простое аналитич. описание полностью эллиптически поляризованного света осуществляется с помощью в е к т о р а Д ж о н с а, представляющего собой столбец из двух величин, определяющих комплексные амплитуды ортогональных компонент волны в данной точке пространства:

$$\begin{vmatrix} E_x \exp i\delta_x \\ E_y \exp i\delta_y \end{vmatrix}.$$

Здесь E_x и E_y — скалярные амплитуды гармонич. колебаний вектора $\boldsymbol{E}$ вдоль осей x и y, а δ_x и δ_y — их фазы. Точное представление поляризов. света удобно при решении задач преобразования П. с., взаимодействующего с разл. неполяризующими оптически анизотропными элементами (см. *Джонса матричный метод*). В тех случаях, когда конкретные величины амплитуд и фаз компонент волны не важны, сведения о форме эллипса поляризации можно получить из комплексной величины, определяемой как отношение компонент вектора Джонса:

$$\chi = E_y \exp i\delta_y / E_x \exp i\delta_x = (E_y/E_x)\exp i(\delta_y - \delta_x).$$

При этом модуль χ определяет отношение амплитуд компонент вектора $\boldsymbol{E}$, а аргумент — разность фаз этих компонент. Т. о., между разл. типами П. с. и точками комплексной плоскости существует однозначное взаимное соответствие, что позволяет рассматривать комплексную плоскость как п р о с т р а н с т в о с о с т о я н и й П. с. Связь между комплексной величиной χ и параметрами эллипса поляризации (азимутом θ и углом эллиптичности ε) даётся выражением

$$\chi = (\operatorname{tg}\theta + i\operatorname{tg}\varepsilon)/(1 - i\operatorname{tg}\theta/\operatorname{tg}\varepsilon).$$

На рис. 2 изображены состояния П. с., соответствующие разл. точкам комплексной плоскости $\chi_x + i\chi_i$. Состояния поляризации, характеризующиеся постоянной разностью фаз между E_x и E_y, располагаются

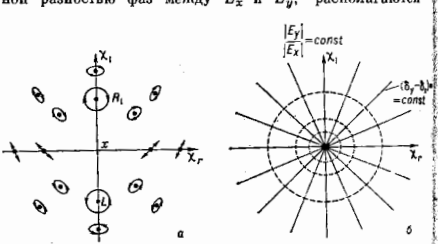


Рис. 2. Состояния поляризации, соответствующие различным точкам декартовой комплексной плоскости. Начало координат ($\chi = 0$) и бесконечно удалённая точка ($\chi = \infty$) соответствуют базисным состояниям горизонтальной и вертикальной линейной поляризации. Все состояния линейной поляризации с произвольным азимутом плоскости поляризации располагаются на вещественной оси χ_r. Точки R ($\chi = i$) и L ($\chi = -i$) соответствуют правой и левой круговым поляризациям.

на этой плоскости вдоль радиальных прямых, проходящих через начало координат, а состояния с одинаковым отношением амплитуд E_y/E_x — вдоль концентрич. окружностей с центром в начале координат.

Состояния П. с. можно представить не только в декартовой комплексной плоскости. В качестве базисных состояний вектора Джонса может использоваться любая пара взаимно ортогональных состояний поляризации, т. е. состояний с азимутами эллипсов поляризации θ, отличающимися на $\pi/2$, и углами эллиптичности ε, равными по модулю, но имеющими противоположные знаки. В частности, используя состояния циркулярной поляризации в качестве базисных, можно установить соответствие между типами П. с. и точками комплексной плоскости на базе соотношения $\chi = (E_r/E_l)\exp i(\delta_r - \delta_l)$, где E_r и E_l — амплитуды право- и левоциркулярно-поляризованных компонент световой волны, а $(\delta_r - \delta_l)$ — разность фаз между ними. В этом случае начало координат и бесконечно удалённая точка комплексной плоскости соответствуют состояниям циркулярной поляризации, а точки, расположенные по окружности единичного радиуса с центром в начале координат,— состояниям линейной поляризации. Это представление особо интересно потому, что в 1892 А. Пуанкаре (H. Poincaré), используя стереографич. проекционное преобразование, установил однозначную связь между точками декартовой комплексной плоскости П. с. с циркулярными базисными состояниями и точками сферич. поверхности состояний поляризации, названных впоследствии Пуанкаре сферой. Сфера Пуанкаре явля-

ется наиб. компактным геом. представлением пространства П. с. и широко используется при решении задач поляризац. оптики.

Состояние П. с. немонохроматической световой волны, как правило, не может быть описано вектором Джонса или точкой на сфере Пуанкаре, т. к. компоненты вектора E немонохроматич. волны не полностью скоррелированы. Поэтому компоненты вектора Джонса оказываются зависящими от времени с характеристич. временем корреляции, равной примерно обратной ширине спектра (для световых полей широкого спектрального состава понятие вектора Джонса вообще теряет смысл). В результате разность фаз и отношение амплитуд компонент вектора E меняются за времена, обычно существенно более короткие, чем время измерения состояния поляризации, и свет является в этом случае частично поляризованным. Если к.-л. корреляция между значениями амплитуд и фаз компонент вектора E отсутствует, свет не обнаруживает анизотропии в плоскости колебаний вектора E и наз. неполяризованным или естественным.

Для аналитич. описания поляризац. состояния немонохроматич. световых волн используют параметры, отражающие усреднённые по времени интенсивности разл. поляризац. компонент световой волны. В 1852 Дж. Стоксом (J. Stokes) введён вектор (см. *Стокса параметры*), представляющий собой совокупность четырёх параметров (S_0, S_1, S_2, S_3), определяющих интенсивности соответственно всего пучка — S_0, части пучка прим. с горизонтальной поляризацией — S_1, с поляризацией под углом 45° — S_2 и с поляризацией правоциркулярной — S_3. Благодаря простоте эксперим. определения параметров Стокса произвольным образом поляризованного света и удобству аналитич. описания процессов преобразования поляризации света с помощью *Мюллера матрицы* вектор Стокса широко используется при решении задач поляризац. оптики. Для полностью поляризованной световой волны компоненты вектора Стокса связаны соотношением $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$. Для частично поляризованного света вводится понятие *степени поляризации* $\mathcal{P}$, определяемой как отношение интенсивности полностью поляризованной компоненты волны к её полной интенсивности:

$$\mathcal{P} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}\,/S_0, \quad (0 \leqslant \mathcal{P} \leqslant 1).$$

Сфера единичного радиуса, соответствующая всем состояниям полностью поляризованного света ($\mathcal{P} = 1$), совпадает со сферой Пуанкаре, а все точки внутри этой сферы соответствуют состояниям частичной поляризации.

Компоненты вектора Стокса связаны линейно с матрицей когерентности, компоненты к-рой в явной форме описывают корреляц. свойства компонент волны:

$$I = \begin{vmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{vmatrix}.$$

Матрица когерентности в сочетании с матрицами Джонса служит для описания преобразования частично поляризованного света, распространяющегося через линейную неполяризующую среду. Для описания распространения света через деполяризующие среды используются матрицы Мюллера.

В квантовой электродинамике с П. с. связывают спиновое состояние фотонов, образующих световой пучок. Так, право- или левоциркулярно поляризованный свет соответствует потоку фотонов с проекцией спина на направление распространения (спиральностью) $+1$ или -1. Эллиптически поляризованному свету соответствует суперпозиции спиновых состояний эл.-магн. поля (см. *Интерференция состояний*). Каждый из циркулярно поляризованных фотонов несёт момент импульса, равный $\pm\hbar$, что проявляется как в классических, так и в квантовых эффектах взаимодействия света с веществом (напр., в *Садовского эффекте*).

Особенности элементарного акта излучения, а также множество физ. процессов, нарушающих осевую симметрию светового пучка, приводят к тому, что свет всегда частично поляризован. П. с. может возникать при отражении и преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с разл. показателями преломления в результате различия оптич. характеристик границы для компонент, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения (см. *Френеля формулы*). Свет может поляризоваться либо при прохождении через анизотропную среду (с естеств. или индуцированной оптич. анизотропией), либо вследствие разных коэф. поглощения для разл. поляризаций (см. *Дихроизм*), либо вследствие *двойного лучепреломления*. П. с. возникает при рассеянии света, при оптич. возбуждении резонансного свечения в парах, жидкостях и твёрдых телах. Обычно полностью поляризовано излучение лазеров. В сильных электрич. и магн. полях наблюдается полная поляризация компонент расщепления спектральных линий поглощения и люминесценции газообразных и конденсиров. сред (см. *Электрооптика, Магнитооптика*).

Нек-рые из этих эффектов лежат в основе простейших поляризац. приборов — *поляризаторов*, фазовых пластинок, *компенсаторов оптических*, деполяризаторов и т. д., с помощью к-рых осуществляется создание, преобразование и анализ состояния П. с. Изменение состояния П. с. в результате прохождения через двупреломляющую среду лежит в основе изучения оптич. анизотропии кристаллов. При визуальных исследованиях оптически анизотропных сред используется эффект хроматич. поляризации — окрашивания поляризов. пучка белого света в результате прохождения через анизотропный кристалл и анализатор.

Поляризов. свет служит не только как зонд оптич. анизотропии среды, но и как возмущение, инициирующее анизотропию. Большинство такого рода эффектов относится к *нелинейной оптике*. Вне зависимости от механизма эффекта характер оптически индуцируемой анизотропии определяется типом П. с. Так, циркулярно поляризованный свет способен инициировать в среде циркулярную анизотропию и, в частности, вызвать появление аксиального вектора намагниченности (см., напр., *Оптическая ориентация*), а линейно поляризованный свет индуцирует линейную анизотропию (*выстраивание*, оптический *Керра эффект*).

П. с. и особенности взаимодействия поляризов. света с веществом широко применяются в исследованиях кристаллохим. и магн. структуры твёрдых тел, оптич. свойств кристаллов, природы состояний, ответственных за оптич. переходы, структуры биол. объектов, характера поведения газообразных, жидких и твёрдых тел в полях анизотропных возмущений, а также для получения информации о труднодоступных объектах (напр., в астрофизике). Поляризов. свет используется во мн. областях техники: для плавной регулировки интенсивности светового пучка, при исследовании напряжений в прозрачных средах (*поляризационно-оптический метод*), при создании светофильтров, модуляторов излучения и пр.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Джеррард А., Берч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ — характеристика состояния частиц, связанная с наличием у них собств. момента импульса — *спина* и его направлением в прост-

ранстве. Понятие поляризации света связано с поляризацией «частиц света» — фотонов.

Частица с ненулевой массой покоя (электрон, ядро и др.) и спином S (в единицах $\hbar$) имеет $2S+1$ квантовых состояний, отвечающих разл. значениям проекции спина на нек-рое направление. Состояние частицы представляет собой суперпозицию этих состояний. Если коэф. суперпозиции (см. *Суперпозиции состояний принцип*) полностью определены (*чистое состояние*), то говорят, что частица полностью поляризована. Если коэф. суперпозиции определены не полностью, а заданы только нек-рыми статистич. характеристиками (*смешанное состояние*), то говорят о частичной поляризации. В частности, частица может быть полностью неполяризованной, это означает, что её свойства одинаковы по всем направлениям, как у частицы с $S=0$. В общем случае П. ч. определяет степень симметрии (или асимметрии) свойств частицы в пространстве. Частица наз. поляризованной, если характеристика её симметрии включает винтовую ось (как у вращающегося твёрдого тела или у циркулярно поляризованного света; см. *Выстраивание*). Если такой оси нет, но нет и сферич. симметрии, то говорят о выстроенности (пример — линейно поляризованный свет). П. ч. определяется в общем случае числом параметров, равным $(2S+1)^2-1$. Частица с нулевой массой покоя, напр. фотон, обладает только двумя состояниями, определяемыми спином, а её поляризация в общем случае определяется тремя параметрами. *В. Б. Берестецкий.*

ПОЛЯРИЗО́ВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ. Люминесцентное излучение мн. объектов полностью или частично, линейно или циркулярно поляризовано вследствие анизотропии элементарных актов поглощения и испускания квантов света в процессе люминесценции. Если люминесцирующая среда макроскопически анизотропна, то излучатели (атомы, молекулы, ионы) имеют преимуществ. ориентацию моментов, к-рая и определяет поляризацию люминесценции. Анизотропия в среде может быть и наведённой, возникающей в результате направленной ориентации излучателей во внеш. поле (электрическом, магнитном), а также анизотропии возбуждения (в частности, при возбуждении люминесценции поляризов. светом).

Количественно П. л. характеризуется степенью поляризации

$$\mathscr{P}=\frac{I_1-I_2}{I_1+I_2}$$

или степенью анизотропии

$$r=\frac{I_1-I_2}{I_1+2I_2}=\frac{2\mathscr{P}}{3-\mathscr{P}},$$

где I_1 и I_2 — интенсивности взаимно перпендикулярных поляризов. компонент люминесценции. В случае анизотропных сред они соответствуют макс. и мин. компонентам, в случае изотропных — параллельно и перпендикулярно поляризованным по отношению к вектору напряжённости возбуждающего электрич. поля компонентам. Для линейно поляризованного света $\mathscr{P}=r=1$, для неполяризованного $\mathscr{P}=r=0$, для промежуточных случаев $\mathscr{P}\neq r$. Величина r является отношением интенсивности поляризов. части излучения к полной интенсивности, учитывающей все три поляризованные компоненты, поэтому r обладает аддитивностью ($r=\sum_i r_i I_i/\sum_i I_i$, I_i — интенсивность люминесценции с анизотропией r_i), что часто удобно для расчётов.

Исследования П. л. позволяют получить информацию о строении и структуре элементарных излучателей — атомов и молекул вещества в разл. агрегатных состояниях, о взаимодействии излучателей между собой и с окружающей средой.

П. л. атомных и молекулярных паров. Поляризов. излучение при линейно поляризов. возбуждении обнаружено в парах ртути и др. атомов, а также двухатомных молекул (I_2, Hg_2 и др.). Поляризация излучения может иметь объяснение, аналогичное объяснению *Зеемана эффекта*. Для двухатомных молекул возможно классич. рассмотрение возбуждённых молекул как линейных *осцилляторов*, колеблющихся вдоль оси молекулы.

Пары́ свободных сложных многоатомных молекул являются изотропной средой, поэтому поляризация их люминесценции возможна только при анизотропном возбуждении. П. л. таких паров можно объяснить, рассматривая молекулы как набор классич. линейных осцилляторов, жёстко ориентированных относительно осей молекулы. Наиб. высокая степень поляризации люминесценции наблюдается для молекул, момент излучательного перехода к-рых направлен вдоль длинной оси молекулы. В этом случае эксперим. данные удовлетворительно описываются теорией с учётом ориентац. релаксации ансамбля жёстких симметричных и асимметричных волчков (см. *Молекула*) в условиях свободного вращения. Теоретич. и эксперим. данные лучше всего совпадают для переходов с большой силой осциллятора. Расхождение теории и эксперимента для др. случаев объясняется суперпозицией ортогональных осцилляторов — «заимствованием» поляризации в результате электронно-колебат. взаимодействия, индуцируемого неполносимметрич. колебаниями. Изучение временно́й кинетики поляризации флуоресценции разреженных паров сложных многоатомных молекул — эфф. метод исследования вращат. релаксации этих молекул.

П. л. паров сложных молекул может быть создана не только при возбуждении линейно поляризованным светом, но и при возбуждении пучком быстрых электронов. В этом случае роль анизотропного фактора возбуждения играет вектор импульса отдачи $\boldsymbol{q}$ — векторная разность импульсов падающего и рассеянного электронов (при возбуждении поляризов. светом эту роль выполняет вектор напряжённости $\boldsymbol{E}$ электрич. поля поляризованной эл.-магн. волны). Для коллинеарных $\boldsymbol{q}$ и $\boldsymbol{E}$ и при одинаковых энергиях возбуждения степень поляризации флуоресценции в обоих случаях должна совпадать, что и подтверждается экспериментально.

П. л. изотропных растворов сложных молекул также описывается с помощью осцилляторных моделей. Этот вид П. л. особенно разносторонне исследован. Люминесценция растворов может быть поляризована не только при возбуждении линейно поляризованным светом (степень поляризации $\mathscr{P}_p$), но и при возбуждении естественным, неполяризованным светом и наблюдении люминесценции в направлении, перпендикулярном лучу возбуждения ($\mathscr{P}_n$), причём $\mathscr{P}_n=\mathscr{P}_p(2-\mathscr{P}_p)$. Осцилляторная модель позволяет рассчитать предельные значения поляризации: $\mathscr{P}_p=1/2$ для случая, когда осцилляторы поглощения и испускания совпадают по направлению, и $\mathscr{P}_p=-1/3$ для случая, когда они взаимно перпендикулярны.

Реально наблюдаемые значения степени поляризации, как правило, меньше теоретических, что обусловлено разл. процессами деполяризации, важнейшие из к-рых — вращательная и концентрационная. Уменьшение $\mathscr{P}$ в результате вращат. диффузии может быть частично компенсировано увеличением вязкости и понижением темп-ры раствора. Существующие теории описывают эту деполяризацию как следствие изотропного (для сферич. частиц) или анизотропного (для эллиптич. частиц) вращений. Зависимости поляризации от разл. факторов в рамках этих теорий позволяют извлекать информацию о свойствах молекул (время жизни возбуждённого состояния τ, размеры и конфигурация молекул), а также получить характеристики окружающей среды (микро- и макровязкость, сольватные оболочки и др.). Эти методы находят применение в исследованиях жидкого состояния, суспензий, мицеллярных раство-

ров, биол. объектов. На поляризацию люминесценции влияют также процессы тушения, сокращающие т.

Концентрац. деполяризация выявляется процессами переноса энергии электронного возбуждения от первично возбуждённых ориентиров. молекул к хаотически ориентированным невозбуждённым молекулам. Процессы переноса энергии возможны только при малых расстояниях между молекулами, т. е. при высоких концентрациях растворов. Зависимость поляризации люминесценции от концентрации растворов позволяет судить о механизмах переноса энергии возбуждения в разл. системах, в т. ч. биологических. Полная теория концентрац. деполяризации должна учитывать мн. факторы (неоднородное уширение, обратный перенос энергии, перепоглощение, процессы тушения и т. д.) и в наст. время (1990-е гг.) не завершена.

Использование для возбуждения мощного излучения лазеров (и нек-рых др. источников мощного излучения) и развитие нелинейной оптики привели к обнаружению нелинейных явлений в П. л. Наведённая в изотропном растворе с помощью поляризов. света анизотропия по мере увеличения интенсивности возбуждения достигает насыщения сначала для наиб. вероятной для поглощения ориентации молекул, а затем для всех остальных ориентаций, в результате чего должна начаться деполяризация люминесценции. Процессы деполяризации при насыщении достаточно хорошо изучены и экспериментально, и теоретически. Наиб. ярко они проявляются у соединений с долгоживущими триплетными возбуждёнными состояниями.

Мощное световое возбуждение позволяет также осуществлять двухфотонное возбуждение молекул в растворе, причём наведённая поляризация люминесценции в этом случае может быть значительно выше, чем при однофотонном возбуждении при сопоставимых условиях (напр., если для однофотонного линейно поляризованного возбуждения изотропного раствора $\mathscr{P} = 1/3$, то в сопоставимом случае двухфотонного возбуждения $\mathscr{P} = 5/3$). Причина такого различия состоит в том, что второе анизотропное возбуждение происходит в среде, уже предварительно частично поляризованной первым анизотропным возбуждением.

Спектральные исследования П. л. растворов включают изучение зависимостей $\mathscr{P}$ от длины волн возбуждения $\lambda_в$ и люминесценции $\lambda_л$. Зависимость $\mathscr{P}$ от $\lambda_в$ (поляризац. спектры) позволяет определить относит. ориентацию осциллятора излучения и осцилляторов, соответствующих разным полосам поглощения. Изменения $\mathscr{P}$ в зависимости от $\lambda_л$ обычно невелики, определяются электронно-колебат. переходами и позволяют определять их симметрию. Применяя методы тонкоструктурной селективной спектроскопии (методы, основанные на *Шпольского эффекте*, или селективное лазерное возбуждение при низких темп-рах), удаётся измерить поляризацию отд. компонент в квазилинейчатых спектрах люминесценции, получать детальную интерпретацию колебат. структуры спектров и устанавливать симметрию колебаний. Подобные исследования проведены, напр., для такого важного класса органич. молекул, как порфирины, к к-рым относится хлорофилл и гемоглобин крови.

Угл. и пространств. характеристики поляризации люминесценции растворов, называемые поляризац. диаграммами, устанавливают зависимости степени поляризации от ориентации электрич. вектора возбуждающего света и направления наблюдения люминесценции. Исследование этих зависимостей позволяет определить природу элементарных излучателей.

В большинстве случаев люминесценция сложных молекул поляризована линейно (как правило, частично линейно). Однако для гиротропных веществ (см. *Гиротропия*), способных вращать плоскость поляризации и обладающих циркулярным *дихроизмом*, обнаруживается и частично циркулярная поляризация люминесценции. Особенно часто это наблюдается для биол. объектов — белков, нуклеиновых кислот и их комплексов. Циркулярная поляризация даёт информацию о гиротропных свойствах молекул в возбуждённом состоянии, в то время как циркулярный дихроизм — о свойствах осн. состояния молекул.

П. л. кристаллов кубической сингонии также возникает при поляризов. возбуждении. Эти кристаллы представляют собой макроскопически изотропные среды со скрытой анизотропией локальных центров люминесценции, осцилляторы к-рых ориентированы по осям симметрии кристалла. Исследуя зависимость степени поляризации люминесценции центров окраски в кристаллах флюорита и др. кристаллах щёлочно-галоидных солей от ориентации электрич. вектора возбуждающего света относительно осей кристалла, на основе осцилляторных моделей можно определить, по каким осям кристалла ориентированы те или иные люминесцирующие центры окраски, и получить данные о характере и расположении атомов примесей в кристаллич. структуре.

В макроскопически изотропных кристаллах с анизотропными центрами люминесценции, как и для изотропных растворов, применим метод поляризац. диаграмм: изучение угл. и пространств. распределения поляризации люминесценции позволяет определить мультипольность излучателей.

Рассмотренные методы не учитывают колебаний кристаллич. решётки и пригодны только для систем со слабым электрон-фононным взаимодействием. Для исследования систем с сильным электрон-фононным взаимодействием (напр., щёлочно-галоидных кристаллов, активизированных ионами Ga^+, Ge^{2+}, In^+, Sn^{2+}, Tl^+, Pb^{2+}) разработана теория, рассматривающая на основе эффектов Яна — Теллера (см. *Вибронное взаимодействие*) взаимодействие оптич. электронов примеси с неполносимметричными колебаниями решётки. Исследование П. л. позволяет на основе этой теории устанавливать симметрию и структуру релаксированных возбуждённых состояний и характер протекающих в них процессов.

П. л. в среде с частичной ориентацией молекул. Такие среды можно представить как состоящие из двух частей — полностью ориентированной и хаотической. Первая испускает П. л. даже при изотропном возбуждении (спонтанная поляризация), для второй возможна П. л. лишь при анизотропном возбуждении. Исследование поляризации люминесценции таких сред позволяет судить о степени упорядоченности среды, характере ориентации излучающих частиц и её динамике.

Примерами сред с частичной ориентацией частиц являются полимерные и др. плёнки и волокна макромолекул, жидкие кристаллы и разл. биол. объекты. Для исследования таких сред используют также люминесцентно спец. «люминесцентных меток» — небольших молекул или групп атомов, присоединяемых к макромолекулам. Исследование вращат. деполяризации люминесценции позволяет изучать внутримолекулярную подвижность и движения макромолекул как целого, т. е. внутри- и межмолекулярные взаимодействия, конформации белковых молекул, вязкость внутриклеточной плазмы, механизмы функционирования биологически активных веществ, механизмы действия сократительного аппарата мышечных волокон, структуру биол. мембран и т. д.

П. л. молекулярных кристаллов. Молекулярные кристаллы представляют собой среды, в к-рых молекулы ориентированы полностью, но типов ориентации несколько (в оргвнич. кристаллах чаще 2 типа). Их люминесценция поляризоваиа даже при изотропном возбуждении, но степень поляризации всегда меньше единицы. При поляризов. возбуждении степень поляризации люминесценции не зависит от ориентации вектора напряжённости электрич. поля возбуждающего света, что объясняется *миграцией энергии* возбуждения от первично возбуждённых молекул к невозбуждён-

ным молекулам др. ориентации. Т. о., с помощью исследования П. л. молекулярных кристаллов можно изучать миграцию энергии в них. Пространств. и угл. распределение поляризации люминесценции таких кристаллов позволяет определить ориентацию молекул в кристаллич. структуре. Особенно чувствителен этот метод при исследовании малых концентраций примесей. Поляризация люминесценции позволяет также различать молекулярное и экситонное излучения. Исследование П. л. двуосных молекулярных кристаллов требует учёта явления двупреломления как возбуждающего света, так и света люминесценции, а также др. кристаллооптич. факторов (дихроизм, вращение плоскости поляризации). Последнее необходимо и при изучении П. л. центров люминесценции в одноосных кристаллофосфорах типа ZnS. Исследование зависимости степени поляризации люминесценции от ориентации электрич. вектора возбуждающего света относительно осей кристалла, а также «спонтанной» поляризации при возбуждении неполяризов. светом и сравнение результатов с расчётами моделей линейного осциллятора и ротатора после учёта поправок на двупреломление позволили выяснить ряд важных и тонких деталей строения центров люминесценции в ZnS.

П. л. полупроводников при её рекомбинац. характере в зависимости от вида возбуждения может иметь как линейную, так и циркулярную поляризацию. При поглощении циркулярно поляризованного возбуждающего излучения электроны, переходя из валентной зоны в зону проводимости, ориентируются по спину. При рекомбинации электронов и дырок возникает циркулярно поляризованное излучение. Т. о., исследование поляризации рекомбинац. люминесценции позволяет определить степень ориентации неравновесных электронов. Т. к. измеряемая экспериментально поляризация отражает ситуацию, к-рая складывается за время жизни неравновесного электрона вследствие разл. процессов спиновой релаксации и спиновых взаимодействий, этот метод применяют для изучения подобных процессов. С его помощью зарегистрировано сверхтонкое взаимодействие ориентиров. электронов и ядер кристаллич. структуры, раскрыта возможность накопления значит. ядерной поляризации и оптич. охлаждения системы ядерных спинов.

При межзонном поглощении линейно поляризованного света в полупроводниках электроны проводимости оказываются выстроенными по импульсам (скоростям) с преимуществ. направлением импульсов перпендикулярно вектору поляризации возбуждающего света. При рекомбинации таких анизотропно выстроенных электронов с дырками возникающая люминесценция частично линейно поляризована. Уменьшение степени поляризации в магн. поле позволяет следить за процессами энергетич. и импульсной релаксации электронов.

Лит.: Феофилов П. П., Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., 1959; Букке Е. Е., Григорьев Н. Н., Фок М. В., Применение метода поляризационных диаграмм для исследования одноосных кристаллов, «Труды ФИАН», 1974, т. 78, с. 108; Бодюл А. П., Толкачев В. А., Поляризация флуоресценции свободных многоатомных молекул, «Оптика и спектроскопия», 1981, т. 51, в. 2, с. 278; Зазубович С. Г., Исследование структуры возбужденных состояний рутенодобных центров в кубических кристаллах методом поляризованной люминесценции, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1982, т. 46, № 2, с. 273; Захарченя Б. П., Люминесценция полупроводников в условиях оптического охлаждения системы ядерных спинов, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1982, т. 46, № 2, с. 394; Ануфриева Е. В., Поляризованная люминесценция в биологии и медицине, в сб.: Люминесцентный анализ в медико-биологических исследованиях, Рига, 1983, с. 25; Гайсенок В. А., Саржевский А. М., Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул, Минск, 1986; Жевандров Н. Д., Оптическая анизотропия и миграция энергии в молекулярных кристаллах, М., 1987; Зазубович С. Г., Нагирный В. П., Соовик Т. А., Поляризованная люминесценция примесных центров в кристаллах, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1988, т. 52, № 4, с. 674.

Н. Д. Жевандров.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ НЕЙТРОНЫ — совокупность нейтронов (пучок), спины к-рых *s* имеют преимуществ. ориентацию вдоль к.-л. выделенного направления в пространстве (оси квантования), обычно — направления магн. поля ***H***. *Нейтрон* обладает спином $s = 1/2$ (в единицах постоянной Планка $\hbar$), поэтому возможны только 2 проекции спина на ось квантования вдоль и против неё. Пучок П. н. характеризуется вектором поляризации ***P***; к-рый равен удвоенному ср. значению (матем. ожиданию) проекции спина на ***H***:

$$\boldsymbol{P}=2\langle \boldsymbol{s}\rangle=\langle \boldsymbol{\sigma}\rangle. \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ — *Паули матрицы*. Степень поляризации пучка нейтронов определяется выражением

$$P=(N_+-N_-)/(N_++N_-), \qquad (2)$$

где $N_\pm$ — числа частиц в пучке с проекциями спинов вдоль (+) и против (—) направления поля ***H***. Если пучок не поляризован, то $N_+ = N_-$ и $P = 0$. Для полностью поляризованного пучка нейтронов $P = 1$. Полностью поляризованный пучок обладает чистым спиновым состоянием; спиновая часть волновой ф-ции такого состояния имеет вид

$$\Psi(\theta,\varphi)=\begin{pmatrix}\cos\theta/2\\ e^{i\varphi}\sin\theta/2\end{pmatrix}. \qquad (3)$$

Здесь θ, φ — полярные углы, характеризующие направление ***P***. Проекции ***P*** в сферич. координатах:

$$P_x=P\sin\theta\cos\varphi;\ P_y=P\sin\theta\sin\varphi;\ P_z=P\cos\theta. \qquad (4)$$

Реальные поляризов. пучки не обладают полной поляризацией. Частично поляризованный пучок нейтронов ($0 < P < 1$) содержит некогерентную примесь др. спинового состояния. Неполяризов. пучок нейтронов ($P = 0$) можно рассматривать как состоящий из 2 полностью поляризованных пучков одинаковой интенсивности с противоположными знаками поляризации, во независимых друг от друга (некогерентных). Спиновое состояние частично поляризованного пучка (смешанное спиновое состояние) описывается не волновой ф-цией (3), а спиновой (поляризац.) матрицей плотности:

$$\rho=\frac{1}{2}(I+\boldsymbol{P}\sigma). \qquad (5)$$

Здесь I — единичная матрица. Выражение (5) принимают в качестве строгого определения понятия поляризации пучка нейтронов, эквивалентного (1).

Энергия взаимодействия нейтронов с магн. полем ***H***:

$$U=-\mu_n\boldsymbol{H}=-\gamma\mu_n a\boldsymbol{H}, \qquad (6)$$

где μ_n — магн. момент нейтрона, $\mu_я$ — ядерный магнетон, $\gamma = -1{,}913$ — магн. момент нейтрона, выраженный в ядерных магнетонах. Можно показать, что движение спина нейтрона в поле ***H*** (в нерелятивистском случае) описывается ур-нием

$$\frac{d\boldsymbol{P}}{dt}=\frac{2\mu_n}{\hbar}[a\boldsymbol{H}]. \qquad (7)$$

Ур-ние (7) допускает классич. трактовку: $\boldsymbol{a}$ — единичный вектор, направленный вдоль вектора ***P***. Согласно (7), вектор ***P*** прецессирует вокруг направления ***H*** с ларморовой частотой:

$$\omega_L=\frac{2\mu_n H}{\hbar}=\frac{2(\gamma\mu_я H)}{\hbar}. \qquad (8)$$

Если напряжённость магн. поля ***H*** выражена в эрстедах, то $\omega_L = 1{,}8325\cdot10^4\,H$ рад/с. Компоненты вектора ***P*** описываются выражениями

$$\begin{aligned}P_x(t)&=P_x(0)\cos\omega_L t-P_y(0)\sin\omega_L t,\\ P_y(t)&=P_x(0)\sin\omega_L t+P_y(0)\cos\omega_L t,\\ P_z(t)&=P_z(0).\end{aligned} \qquad (9)$$

Решение ур-ния (7) показывает, что спин нейтрона в адиабатически следует за направлением поля ***H***, если

скорость поворота поля $\boldsymbol{H}$ в пространстве (угл. скорость поворота $\boldsymbol{H}$ в системе отсчёта, связанной с нейтроном) $\omega \ll \omega_L$. Наоборот, если $\omega \gg \omega_L$, то спин нейтрона «не успевает» следовать за полем и при повороте $\boldsymbol{H}$ на π изменяет свою ориентацию относительно $\boldsymbol{H}$ на противоположную, сохраняя свою ориентацию в пространстве. Такое изменение ориентации спина нейтрона относительно поля $\boldsymbol{H}$ представляет собой неадиабатич. процесс.

Экспериментальные методы. Поляризатор. Впервые П. н. были получены пропусканием *тепловых нейтронов* через намагниченную до насыщения железную пластину (мишень) в 1936 (Ф. Блох, F. Bloch), однако наиб. интенсивно этот метод использовался в кон. 40-х гг., когда появились *ядерные реакторы*. В основе метода лежит интерференция ядерного и магн. рассеяний нейтрона (см. *Нейтронография*). Зависимость сечения рассеяния нейтронов в магнетике от ориентации спина относительно поля $\boldsymbol{H}$ определяется т. н. магн. амплитудой рассеяния нейтронов. Полная *амплитуда рассеяния* нейтронов на атоме складывается из амплитуды рассеяния нейтронов на ядре $a_{\text{я}}$, к-рая не зависит от ориентации спина s нейтронов, если ядра мишени не поляризованы, и магн. амплитуды рассеяния $a_{\text{м}}$ (рассеяния нейтронов на атомных электронах). Последнее имеет место, если атом обладает отличным от 0 магн. моментом, и обусловлено взаимодействием магн. моментов нейтрона и атома. Суммарная амплитуда рассеяния $a = a_{\text{я}} \pm a_{\text{м}}$. Знак магн. амплитуды $a_{\text{м}}$ зависит от взаимной ориентации магн. моментов (спинов) атома и нейтрона, поэтому полная амплитуда оказывается различной для 2 спиновых компонентов неполяризов. пучка, а следовательно различными являются и сечения рассеяния.

Т. к. сечения взаимодействия нейтронов с атомами мишени заметно отличаются для 2 спиновых состояний нейтронов, то при пропускании пучка через мишень выходящий пучок будет обогащён тем спиновым состоянием, сечение взаимодействия к-рого меньше, т. е. пучок нейтронов окажется частично поляризованным. Сечение взаимодействия нейтронов с атомами Fe больше, когда спины нейтронов параллельны направлению *намагниченности* Fe, такие нейтроны сильнее выходятся из пучка вследствие рассеяния, и прошедший через пластину пучок становится частично поляризованным в направлении, противоположном $\boldsymbol{H}$. Пропуская пучок тепловых нейтронов через пластину холоднокатаной стали толщиной ~2 см, намагниченной в направлении прокатки (выделенное направление), можно получить степень поляризации пучка $P \sim 0{,}4$. Использование больших толщин приводит к уменьшению интенсивности и даёт незначит. выигрыш в степени поляризации. Поэтому оптимизировать нужно не только степень поляризации P, но и интенсивность пучка I, а в ряде случаев и время нахождения нейтрона в области взаимодействия. Точность измерений определяется величиной $X = \int P^2(\lambda) I(\lambda) d\lambda$, где λ — длина волны нейтронов.

Более высокую степень поляризации (без потери в интенсивности) можно получить, используя железо, обогащённое изотопом ^{54}Fe. Недостаток метода — ограниченность энергетич. диапазона, т. к. в области резонансных нейтронов метод неэффективен. В случае *ультрахолодных нейтронов* (УХН) в качестве поляризатора можно применять тонкую намагниченную ферромагн. плёнку. Один из компонентов пучка будет испытывать полное отражение, а второй пройдёт через плёнку (см. *Нейтронная оптика*).

Для поляризации нейтронов используют также пропускание поляризов. пучка нейтронов через поляризов. ядерную мишень (см. *Ориентированные ядра*). Наиб. эфф. поляризатором является поляризов. водородная мишень (Ф. Л. Шапиро, 1964). При этом можно достигнуть широкого диапазона энергии — от *холодных нейтронов* до $\mathscr{E}_{\text{п}} \sim 100$ кэВ.

Монохроматич. П. н. получают методом дифракции нейтронов на намагниченных ферромагн. монокристаллах. Создавая условия, при к-рых амплитуды ядерного и магн. рассеяний нейтронов равны по абс. величине, суммарную амплитуду рассеяния для одного из компонентов падающего на кристалл пучка нейтронов делают равной 0. В дифракции участвует др. компонент, поэтому дифракц. пучок оказывается практически полностью поляризованным: $P \sim 0{,}98$ (см. *Магнитная нейтронография*).

Метод полного отражения. Взаимная компенсация амплитуд ядерного и магн. рассеяний нейтронов лежит также в основе метода получения П. н. путём полного отражения от намагниченных ферромагн. зеркал. Если $b_{\text{я}}$ и $b_{\text{м}}$ — ядерная и магн. длины рассеяния нейтронов (длины рассеяния отличаются от амплитуд знаком), то можно показать, что длина магн. рассеяния равна

$$b_{\text{м}} = \pm |\mu_{\text{n}}| \frac{B_s - H}{\mathscr{E}_{\text{n}}} \cdot \frac{\pi}{\lambda^2 N}, \qquad (10)$$

где B_s — индукция насыщения, H — намагничивающее поле, $\mathscr{E}_{\text{n}}$ — энергия нейтронов, λ — длина волны нейтронов в вакууме, N — число ядер в единице объёма рассеивателя. Показатель преломления на границе вакуум — вещество зависит от суммарной длины рассеяния $b = b_{\text{я}} + b_{\text{м}}$:

$$n_{\pm} = 1 - \lambda^2 N (b_{\text{я}} + b_{\text{м}})/2\pi = 1 - \frac{\lambda^2 N}{2\pi} b_{\text{я}} \mp |\mu_{\text{n}}| \frac{B_s - H}{2\mathscr{E}_{\text{n}}}. \qquad (11)$$

Верхний знак соответствует случаю параллельности направлений $\boldsymbol{H}$ и спина нейтрона, нижний — антипараллельности. Критич. угол полного отражения нейтронов, падающих на зеркало, равен

$$\vartheta_{\text{кр}} \simeq \sqrt{2(1-n)} = \sqrt{\frac{\lambda^2 N}{\pi} b_{\text{я}} \pm |\mu_{\text{n}}| \frac{B_s - H}{\mathscr{E}_{\text{n}}}}. \qquad (12)$$

Если $b_{\text{м}} \geqslant b_{\text{я}}$, то, согласно (11) и (12), полное отражение возможно лишь для одного спинового компонента — отражённый пучок будет поляризован параллельно направлению намагничивания зеркала. Как и в случае дифракции, метод полного отражения позволяет получить высокую степень поляризации пучка нейтронов.

Для транспортировки пучков от нейтронного поляризатора к мишени используют т. н. ведущие магн. поля (магнитопроводы), в к-рых обеспечивают выполнение условия адиабатичности $\omega_L \gg \omega$ (см. выше). При помощи таких полей можно изменять пространств. ориентацию $\boldsymbol{P}$ без потери степени поляризации P. Напр., вертикальное направление $\boldsymbol{P}$ можно перевести в горизонтальное или наоборот.

Поляризующий нейтроновод. Метод полного отражения нейтронов используется для создания поляризующих нейтроноводов (достаточно сделать поляризующим лишь один участок нейтроновода). Испытывая полное отражение от внутр. стенок нейтроновода, пучок нейтронов транспортируют на большие расстояния от источника нейтронов (ядерного реактора). При полном отражении нейтронная волна проникает внутрь материала стенки на очень небольшое расстояние, ввиду чего поглощение нейтронов сказывается слабо. Потери тепловых нейтронов при транспортировке по зеркальным нейтроноводам составляют ок. 1% на 1 погонный метр, что позволяет изготовлять нейтроноводы длиной до 100 м.

Рис. 1. Поперечное сечение одноканального поляризующего нейтроновода: *К* — канал, по которому распространяются нейтроны (ширина 8 мм); *З* — зеркальный отражающий слой; *Б* — вакуумный кожух; *О* — юстировочное окно.

Однощелевой (одноканальный) поляризующий нейтроновод (рис. 1) отличается от обыч-

ного *нейтроновода* тем, что на отражающую нейтроны стеклянную поверхность *3* методом распыления нанесён слой Co—Fe (сплав). Он легко намагничивается до насыщения и обеспечивает равенство величин магнитной и ядерной амплитуд рассеяния $b_м = b_я$. При этом полное внутр. отражение возможно только для одного спинового компонента. Чтобы уменьшить влияние отражения нейтронов др. спинового состояния от стеклянной основы, на неё нанесён поглощающий подслой. Степень поляризации P достигает 97%.

Секция многощелевого (многоканального) поляризующего нейтроновода (рис. 2) содержит пакет тонких стеклянных пластин *3*, покрытых с обеих сторон слоями

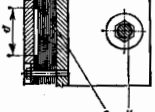


Рис. 2. Сечение многоканального поляризующего нейтроновода: *3* — пакет тонких зеркал, прижатый прокладками к базовой пластине; *И* — винт, изгибающий пластину.

смеси Co (60%) и Fe (40%) и разделённых прокладками. Ширина пучка нейтронов $a = 3$ см. Изгибая нейтроновод (винт), можно регулировать граничную длину волны нейтронов, способных испытывать полное отражение от стенок.

Анализатор. Степень поляризации P измеряют, используя анализаторы поляризации. Обычно анализатор устроен аналогично поляризатору. Если поляризатор — намагниченное ферромагн. зеркало со степенью поляризации отражённого пучка P_1, то анализатор — также зеркало с поляризующими свойствами P_2. Это степень поляризации пучка, отражённого от анализатора, если на него падает пучок, вышедший из поляризатора, но деполяризованный. В общем случае $P_1 \neq P_2$.

В пространстве между поляризатором и анализатором помещают т. н. флиппер-устройство, в к-ром создаются условия для неадиабатич. спинового перехода ($\omega \gg \omega_L$), при к-ром направление поляризации пучка $\boldsymbol{P}$ реверсируется относительно направления ведущего поля. Таким устройством может служить плоская фольга (Al), через к-рую пропускают ток. Направление магн. поля, создаваемого током, изменяет ориентацию спина на малом расстоянии (на толщине фольги $\sim 0{,}1$ мм). Если флиппер выключен, в пространстве между поляризатором и анализатором выполняется условие $\omega \ll \omega_L$ (адиабатичность). Если включается флиппер, то ведущие поля до флиппера и после него имеют противоположные направления. Неадиабатич. переход осуществляется только в самом флиппере. Пусть f — вероятность изменения ориентации спина нейтрона на противоположную относительно направления ведущего поля. В адиабатич. областях $f = 0$. В неадиабатич. области $f \neq 0$. Полному реверсированию соответствует $f = 1$. За анализатором устанавливается *нейтронный детектор*, чувствительность к-рого от состояния поляризации не зависит (рис. 3). Если I — скорость счёта детектора, когда флиппер выключен, т.е. изменения ориентация спина нейтронов относительно ведущего поля не происходит ($f = 0$), а I' — скорость счёта

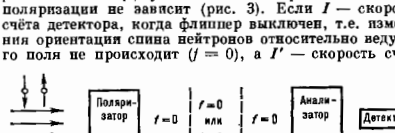


Рис. 3.

при включённом флиппере ($f = 1$), то имеет место соотношение

$$P_1P_2 = \frac{R-1}{1-R(1-2f)} \approx \frac{R-1}{R+1}. \qquad (13)$$

Здесь $R = I/I'$ наз. поляризационным отношением.

Вместо флиппера можно использовать устройство, к-рое полностью деполяризует пучок нейтронов, в этом случае $f = 1/2$. В качестве деполяризатора обычно применяют ненамагниченную железную фольгу (шим). Неупорядоченность направлений намагниченности доменов в шиме и соответственно направлений спиновой прецессии приводит к полной деполяризации пучка нейтронов при толщине шима 0,1—0,3 мм.

В этом случае выполняется соотношение

$$P_1P_2 = R - 1. \qquad (14)$$

Зная P_2 и пользуясь выражениями (13) или (14), можно найти P_1.

Наиб. точный и при этом абс. метод измерения P основан на эффекте Штерна — Герлаха. Пучок нейтронов пропускают через область с неоднородным магн. полем, в результате чего он расщепляется на 2 пучка, обладающих противоположными направлениями поляризации $\boldsymbol{P}$ (см. *Штерна — Герлаха опыт*). Отношение интенсивностей этих пучков определяет степень поляризации падающего пучка нейтронов. Такое устройство применяют для создания полностью поляризованных пучков нейтронов, но светосила этого метода невелика, т. к. для полного разведения пучков в пространстве необходимо воспользоваться узкие, сильно коллимированные пучки частиц.

Разработаны спец. анализаторы, позволяющие исследовать изменение как степени поляризации пучка нейтронов P, так и направления его поляризации $\boldsymbol{P}$ после прохождения через образец.

Применение. П. н. используются в ядерной физике для изучения спиновой зависимости нейтронных сечений, измерения амплитуд когерентного и некогерентного рассеяний нейтронов (см. *Нейтронография структурная*), а также для исследования таких фундам. проблем, как несохранение пространственной чётности в ядерных реакциях, поиск нарушения временной инвариантности, определение угл. корреляций в бета-распаде свободных нейтронов, поиске электрич. заряда и электрич. дипольного момента нейтрона и т. д. В физике твёрдого тела П. н. позволяют изучать магн. структуры, конфигурации неспаренных электронов (спиновую плотность) в магнетиках (см. *Магнитная нейтронография*), измерять магн. моменты отд. компонентов в сплавах, исследовать кинетику фазовых переходов, ядерных релаксац. процессов, миграцию спинового возбуждения, в т. ч. в неупорядоченных спиновых системах, идентифицировать короткоживущие дефекты в кристаллах, исследовать *спиновые волны* в мвгнетиках и т. д.

Лит.: Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А., Поляризованные медленные нейтроны, М., 1966; Кемпфер Ф., Основные положения квантовой механики, [пер. с англ.], М., 1967; Окороков А. И. и др., Определение пространственной ориентации поляризации нейтронов и исследование намагниченности вблизи точки фазового перехода, «ЖЭТФ», 1975, т. 69, в. 2, с. 590; Hayter J. B., Polarized neutrons, в сб.: Neutron diffraction, B.—[a.o.], 1978; Шебетов А. Ф., Создание и исследование серии поляризующих нейтронов на базе зеркал CoFe с подслоем TiGd, М., 1978 (автореф. дис.); Крупчицкий П. А., Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами, М., 1985.

Ю. Г. Абов.

ПОЛЯРИЗО́ВАННЫЕ ЯДРА — см. *Ориентированные ядра.*

ПОЛЯРИЗУ́ЕМОСТЬ атомов, ионов и молекул — способность этих частиц приобретать электрич. дипольный момент $\boldsymbol{p}$ в электрич. поле $\boldsymbol{E}$. В электрич. поле заряды, входящие в состав атомов (молекул, ионов), смещаются один относительно другого — у частицы появляется индуциров. дипольный момент, к-рый

исчезает при выключении поля. Понятие П., как правило, не относят к частицам, обладающим постоянным дипольным моментом (напр., к полярным молекулам).

В относительно слабых электрич. полях

$$\boldsymbol{p}=\alpha\boldsymbol{E}; \qquad (1)$$

коэф. α также наз. П., он является её количеств. мерой (имеет размерность объёма). Для атомных систем, напр. нек-рых молекул, П. может быть анизотропной. В этом случае зависимость $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{E})$ более сложная:

$$p_i=\sum_j \alpha_{ij}E_j,$$

где $\|\alpha_{ij}\|$ — симметричный тензор 2-го ранга, $i, j = x, y, z$. В сильных электрич. полях зависимость $p(E)$ перестаёт быть линейной.

Для изолированной i-й частицы (напр., молекулы разреженного газа) значение напряжённости поля E_i (поля в месте нахождения частицы) совпадает с напряжённостью внеш. поля $E_{\text{внеш}}$. Для частиц жидкости или кристалла к $E_{\text{внеш}}$ добавляется $E_{\text{внутр}}$ — поле, создаваемое зарядами др. частиц, окружающих данную (локальное поле).

При включении поля момент $\boldsymbol{p}$ появляется не мгновенно; время установления $\boldsymbol{p}$ для каждого типа частиц различно в зависимости от их физ. природы и характеризуется временем релаксации τ.

Наиб. применение понятие П. получило в физике диэлектриков. Здесь оно определяет поляризацию среды $\boldsymbol{P}$, диэлектрич. восприимчивость χ, диэлектрич. проницаемость ε. В простейшем случае

$$\boldsymbol{P}=\sum_i \boldsymbol{p}_i=\sum_i \alpha_i\boldsymbol{E}_i;$$

$$\chi=\alpha N;\ \varepsilon=1+4\pi\alpha N$$

(сумма берётся по всем N частицам в единице объёма). Понятие П. используется в физике молекул и физ. химии. Результаты измерений p, ε, χ, P и оптич. характеристик среды всегда содержат информацию о П. составляющих её частиц.

Случаю статич. поля E отвечает статич. значение П., являющееся одной из важных индивидуальных характеристик частиц. В перем. поле E (напр., в простейшем случае гармонич. зависимости E от времени) П. зависит от частоты ω колебаний поля и её удобно представить в виде комплексной величины: $\alpha(\omega)=\alpha_1(\omega)+i\alpha_2(\omega)$. Конкретный характер поведения П. в таком поле зависит прежде всего от времени релаксации τ. При достаточно низких частотах ω и коротких τ момент $\boldsymbol{p}$ устанавливается практически синфазно с изменением поля. При очень высоких ω или больших τ момент $\boldsymbol{p}$ может вообще не возникать; частица «не чувствует» присутствия поля, П. отсутствует. В промежуточных случаях (особенно при $\omega \sim 1/\tau$) наблюдаются явления дисперсии и поглощения и зависимость $\alpha(\omega)$ носит чётко выраженный и иногда весьма сложный характер.

Различают следующие виды П.

Электронная П. ($\alpha_{\text{эл}}$) обусловлена смещением в поле E электронных оболочек относительно атомных ядер. Величина α для атомов и ионов порядка их объёма ($\sim 10^{-24}$ см^3), а $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-15}$ с. Электронная П. имеет место во всех атомах и атомных системах, но в ряде случаев может маскироваться из-за малой величины другими, более сильными видами П.

Ионная П. ($\alpha_{\text{и}}$) в ионных кристаллах обусловлена упругим смещением в поле E разноимённых ионов из их положений равновесия в противоположных друг относительно друга направлениях. В простейшем случае ионных кристаллов типа NaCl величина

$$\alpha_{\text{и}}=\frac{Z_e^2}{\omega_0^2-\omega^2}\cdot\frac{m_1+m_2}{m_1m_2}, \qquad (2)$$

где m_1 и m_2 — массы ионов, Z_e — их заряд, ω_0 — собств. частота упругих колебаний ионов кристалла (оптич. ветвь), ω — частота внеш. поля (для статич. поля $\omega = 0$). Время релаксации $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с (частота релаксации $\omega_{\text{рел}} = 1/\tau$ лежит в ИК-области спектра).

Атомная П. ($\alpha_{\text{ат}}$) молекул обусловлена смещением в поле E атомов разного типа в молекуле (что связано с несимметричным распределением в молекуле электронной плотности). Этот вид П. обычно составляет $\sim (1/10)\alpha_{\text{эл}}$, $\tau \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с. Иногда атомной П. называют также П., связанную со смещением электронов, обеспечивающих ковалентные связи в кристаллах типа алмаза (Ge, Si). Температурная зависимость всех этих видов П., особенно $\alpha_{\text{эл}}$, слабая (с ростом T П. несколько уменьшается).

В физике диэлектриков все виды поляризации связывают с тем или иным видом П. Помимо перечисленных здесь вводятся и др. виды П., наиб. важные из них — ориентационная и релаксационная. Характерная особенность этих видов П.— резкая зависимость от темп-ры, что позволяет выделить их при эксперим. определениях.

Ориентационная П. ($\alpha_{\text{ор}}$) вводится для полярных диэлектриков (газов, жидкостей), состоящих из молекул с пост. дипольными моментами, а также и для кристаллов, в к-рых дипольные моменты могут поворачиваться. Если диэлектрик состоит из одинаковых молекул, имеющих пост. дипольный момент $\boldsymbol{p}_0$, то ориентац. П. $\alpha_{\text{ор}}$ определяется как ср. значение поляризации $\boldsymbol{P}=\sum_i \boldsymbol{p}_{0i}$, отнесённое к одной молекуле (p_0E_i — проекция момента $\boldsymbol{p}_0$ i-й молекулы на направление поля $\boldsymbol{E}$), т. е.

$$\alpha_{\text{ор}}=\sum_i p_{0i}E_i/N.$$

Ориентация $\boldsymbol{p}_0$ в поле $\boldsymbol{E}$ нарушается тепловым движением, поэтому $\alpha_{\text{ор}}$ сильно зависит от темп-ры:

$$\alpha_{\text{ор}}=p_0^2/3kT.$$

Релаксационная П. (тепловая; $\alpha_{\text{рел}}$) вводится обычно для ионных кристаллов, где у слабо связанных ионов имеются два (или более) равновесных положения, к-рые в поле E становятся неравновероятными, что приводит к появлению поляризации среды и, следовательно, к возможности ввести среднюю (на ион) П. Расчёт (подтверждаемый опытом) даёт: $\alpha_{\text{рел}} = Z_e^2b/12kT$, где b — расстояние между равновесными положениями ионов.

Для этих видов П. значения τ лежат в широком диапазоне ($\sim 10^{-2} - 10^{-12}$ с) и сильно зависят от темп-ры и др. внеш. условий. В случае переменных полей $\alpha_{\text{ор}}$ и $\alpha_{\text{рел}}$ зависят от частоты внеш. поля так же, как др. виды П. При рассмотрении поляризации гетерогенных диэлектриков понятие П. обычно не используется.

В литературе по физике диэлектриков П. иногда наз. коэф. пропорциональности χ между $\boldsymbol{P}$ и $\boldsymbol{E}$ ($\boldsymbol{P} = \chi\boldsymbol{E}$), т. е. диэлектрич. восприимчивость.

Для относительно простых систем связь между электронной П. и макроскопич. характеристиками вещества описывается *Лоренца — Лоренца формулой* или *Клаузиуса — Моссотти формулой*, а с учётом $\alpha_{\text{ор}}$ — *Ланжевена — Дебая формулой* и их усложнёнными модификациями. Эти зависимости — основа для эксперим. определения α. Ионную П. определяют по ф-лам типа (2). Сопоставление опытных и теоретич. данных для поглощения и дисперсии эл.-магн. волн, диэлектрич. потерь и т. д. даёт информацию как о П., так и о ходе её изменений с частотой внеш. поля. Свойства (и эффекты, в к-рых они проявляются) многих молекул и их систем (в частности, анизотропные) часто обусловлены их П. и П. составляющих их частиц. Примерами таких свойств и эффектов являются поляризация и рассеяние (в т. ч.

комбинационное) света, оптич. активность, эффект Керра и т. д. Изучение П. и её теория тесно связаны с исследованием межмолекулярных взаимодействий, структуры молекул, особенно таких сложных, как полимеры, в частности белки.

В сильных электрич. полях зависимость $p(E)$ становится нелинейной (см. *Нелинейные восприимчивости*).

А. А. Гусев.

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ РЕНТГЕНОВСКАЯ — способность вещества поляризоваться под действием внеш. поля рентг. эл.-магн. волны; количественно равна коэф. пропорциональности χ между поляризацией $\boldsymbol{P}$ единицы объёма вещества и единицей напряжённости внеш. электрич. поля $\boldsymbol{E}$. Свойства П. р. существенно отличаются от поляризуемости атомов, ионов и молекул в поле оптич. диапазона, где при переходе к описанию диэлектрич. свойств вещества вводится понятие диэлектрич. восприимчивости. В рентг. диапазоне длин волн значения этих величин практически совпадают, поэтому обычно ограничиваются введением лишь понятия П. р.

Специфич. особенности П. р. обусловлены 4 причинами: длина волны λ излучения, радиус атома r_a и параметр решётки кристалла a связаны соотношением $\lambda < r_a \lesssim a$; частота излучения ω обычно того же порядка, что и частота атомного K- или L-уровня (для элементов с ат. номером $Z \gtrsim 25$); все уровни энергии атома, лежащие выше K- и L-оболочек, заняты, и переходы на них невозможны; внутр. электронные оболочки атомов, с к-рыми наиб. сильно взаимодействует рентг. излучение, целиком заполнены, сферически симметричны и имеют высокие значения энергий связи. Хим. связь или внеш. воздействия оказывают на внутр. электронные оболочки слабое влияние, поэтому можно считать, что они незначительно отличаются от таких же оболочек свободных атомов.

В рентг. диапазоне введение ср. П. р. теряет смысл. Обычно проводимое усреднение диэлектрич. свойств вещества в объёме с линейными размерами $l \ll \lambda$ невозможно по двум причинам: вследствие малой плотности содержащихся в таком объёме зарядов, а также характерного масштаба локальных изменений электронной плотности, к-рый порядка или больше λ. Поэтому поляризацию единицы объёма среды $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r})$ вычисляют в каждой точке пространства с радиусом-вектором $\boldsymbol{r}$, проводя лишь квантовомеханич. усреднение по электронным состояниям. В этом случае в линейном по полю приближении связь между векторами поляризации среды и напряжённостью поля имеет вид

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r}) = \hat{\chi}(\boldsymbol{r})\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

где П. р. $\hat{\chi}(\boldsymbol{r})$ — тензорная величина и является ф-цией координат:

$$\chi(\boldsymbol{r}) = -r_0\lambda^2\hat{\rho}(\boldsymbol{r}),$$

где $r_0 = e^2/(mc^2)$ — классич. радиус электрона, $\hat{\rho}(\boldsymbol{r})$ — электронная плотность, $\lambda = \lambda/(2\pi)$.

Наиб. ярко особенности П. р. проявляются для кристаллов, где материальный тензор $\hat{\chi}(\boldsymbol{r})$ из-за трёхмерной периодичности кристаллич. решётки также является трёхмерно-периодической ф-цией координат: $\hat{\chi}(\mathbf{k} + \boldsymbol{R}) = \hat{\chi}(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{R}$ — любой вектор трансляции кристаллич. решётки. При рассмотрении отклика среды на возмущение в виде плоской монохроматич. волны необходимо в (1) перейти к фурье-компонентам. Ввиду пространств. периодичности тензора П. р. $\hat{\chi}(\boldsymbol{r})$ фурье-образ (1) имеет вид

$$P_i(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{\boldsymbol{H}} \chi_{ij}^{\boldsymbol{H}}(\mathbf{k}, \omega) E_j(\mathbf{k} + \boldsymbol{H}, \omega), \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{H}$ — векторы *обратной решётки* кристалла. Сумма в правой части ф-лы (2) означает, что в плоскую волну поляризации среды с амплитудой $P_i(\mathbf{k}, \omega)$ и волновым вектором $\mathbf{k}$ дают вклад все поля $E_j(\mathbf{k} + \boldsymbol{H}, \omega)$, к-рые распространяются в направлениях $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \boldsymbol{H}$, отличающихся от $\mathbf{k}$ на произвольный вектор $\boldsymbol{H}$ (см. *Брэгга — Вульфа условие*), т. е. имеет место нелокальное взаимодействие полей в пространстве волновых векторов. Диэлектрич. свойства кристалла, следовательно, характеризуются набором П. р. $\chi_{ij}^{\boldsymbol{H}}(\mathbf{k}, \omega)$, отвечающих возможным направлениям распространения дифракц. волн в кристалле. В ф-ле (2) формально присутствует суммирование по всей бесконечной совокупности векторов обратной решётки $\boldsymbol{H}$. Реально в кристалле могут распространяться одновременно лишь неск. полей $\boldsymbol{E}(\mathbf{k}, \omega)$, для к-рых удовлетворяются условия дифракции. Отыскание волновых векторов $\mathbf{k}'$ и амплитуд $E(\mathbf{k}', \omega)$ является задачей теории *дифракции рентгеновских лучей*.

В первом приближении теории возмущений П. р. $\chi_{ij}^{\boldsymbol{H}}$ многоатомного кристалла пропорциональна тензору *структурного фактора* $\boldsymbol{F}_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega)$:

$$\chi_{ij}^{\boldsymbol{H}} = -\frac{Ne^2}{Vm\omega^2} F_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega)\delta_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}, \boldsymbol{H}}, \qquad (3)$$

где *Кронекера символ* $\delta_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}, \boldsymbol{H}}$ указывает на отличие П. р. от нуля только в дифракц. направлениях $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \boldsymbol{H}$; m — масса атома. Согласно (3), П. р. отрицательна и по абс. величине составляет $\sim 10^{-6}$. Для одноатомных кристаллов тензор структурного фактора в (3) заменяется на тензор атомного фактора $\hat{f}_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega)$, в к-рый аддитивно входят разл. вклады: потенциальный $f(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$, очень слабо зависящий от частоты ω и дающий осн. вклад в П. р.; резонансный $\Delta\hat{f}_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega) = \Delta f'_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega) + \Delta f''_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega)$, заметный только на частотах, близких к характеристическим; неупругий $\Delta f_{ij}^{\text{вн}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega)$, к-рый в свою очередь складывается из теплодиффузного, комптоновского и рамановского (последний вклад имеет дисперсионную зависимость от частоты и не превышает неск. процентов).

Зависимость тензора П. р. от векторов $\mathbf{k}$ и $\boldsymbol{H}$ — следствие пространственной дисперсии, параметр к-рой $a/\lambda \sim r_a/\lambda \geqslant 1$ чрезвычайно велик (в оптич. диапазоне $a/\lambda \lesssim 10^{-3}$). Пространственная дисперсия вызывается двумя причинами: трёхмерно-периодич. расположением атомов в решётке, что ведёт к резкому пространственному перераспределению рассеянной интенсивности — дифракции; на неё накладываются монотонная и плавная зависимости П. р. от угла рассеяния, обусловленные внутр. строением атомов и тепловыми колебаниями атомов кристалла. Количественно влияние темп-ры на П. р. учитывается введением *Дебая — Уоллера фактора*.

Т. к. внутр. электронные оболочки, наиб. сильно взаимодействующие с рентг. излучением, целиком заполнены, сферически симметричны и их электроны имеют высокие значения энергии связи, в рентг. диапазоне заметных эффектов *оптической активности* и *анизотропии* нет, поэтому электронную часть П. р. обычно можно считать скаляром. Однако деформации электронных оболочек, вызванные хим. связью и анизотропией тепловых колебаний атомов, благодаря дифракции можно наблюдать. Деформация внутр. сферич. электронных оболочек ведёт к понижению симметрии кристалла и, как следствие, к появлению в дифракц. картине новых («запрещённых») дифракц. отражений с малой интенсивностью, появляющихся под иными, нежели разрешённые, углами.

Т. к., согласно (3), $\chi_{ij}^{\boldsymbol{H}}(\mathbf{k}, \omega) \sim 1/m$, ядра из-за большой массы нуклонов дают по сравнению с электронами пренебрежимо малый вклад в П. р. Однако если кристалл содержит изотопы с низколежащими ядерными резонансами (см. *Мёссбауэра эффект*), то соответствующее резонансное рентг. излучение взаимодействует не только с электронами, но и с ядрами. Резонансное взаимодействие такого излучения с ядрами весьма интенсивно, так что вклад ядерной подсистемы в П. р. может на порядок превышать вклад от электронов и

достигать величины $\sim 10^{-5}$. Низколежащие ядерные γ-переходы обычно электрические квадрупольные или магнитные дипольные, поэтому даже в отсутствие сверхтонкого расщепления ядерных уровней энергии среда обладает дополнит. пространств. дисперсией. При резонансном рассеянии излучения на ядрах вперёд среда является изотропной и негиротропной. Для магнитного дипольного перехода это же справедливо и в любом дифракц. направлении. В случае электрического квадрупольного перехода вектор обратной решётки $\boldsymbol{H}$ характеризуется в пространстве нек-рым направлением, поэтому возникает оптич. анизотропия свойств кристалла. Магн. и (или) электрич. сверхтонкое взаимодействие, к-рое приводит к снятию вырождения ядерных уровней, вносит дополнит. анизотропию. В присутствии сверхтонкого расщепления среда и в прямом направлении приобретает оптич. активность. На частотах ядерных γ-переходов можно наблюдать хорошо выраженные эффекты частотной и пространств. дисперсии, а также естественной (т. е. вызванной внутр. сверхтонкими взаимодействиями) и наведённой внеш. полями оптич. активности и анизотропии. Для учёта ядерного резонансного вклада в П. р. в (3) следует аддитивно добавить тензор ядерного структурного фактора. Температурное поведение ядерного вклада в П. р. определяется ф а к т о р о м Л а м б а — М ё с с б а у э р а.

Для П.р. характерен ряд особых симметрийных соотношений, в к-рых наряду с тензорными индексами (i, j) и волновым вектором $\mathbf{k}$ участвует также и вектор обратной решётки $\boldsymbol{H}$. Напр., применение флуктуационно-диссипационной теоремы с учётом (3) для неполощающего кристалла приводит к следующему симметрийному соотношению:

$$\chi^{\boldsymbol{H}}_{ij}(\mathbf{k},\omega)=\chi^{\boldsymbol{H}}_{ij}(-\mathbf{k}-\boldsymbol{H};-\omega)=\chi^{-\boldsymbol{H}*}_{ij}(\mathbf{k}+\boldsymbol{H};\omega),$$

из к-рого следует эквивалентность отражений с вектором дифракции $\boldsymbol{H}$ и $-\boldsymbol{H}$ (з а к о н Ф р и д е л я). Следовательно, с помощью дифракции нельзя различить центросимметричные и нецентросимметричные кристаллы.

П. р. обычным образом связана с *диэлектрической проницаемостью* ε:

$$\varepsilon^{\boldsymbol{H}}_{ij}=\delta_{ij}\delta_{\boldsymbol{H}0}+4\pi\chi^{\boldsymbol{H}}_{ij}(\mathbf{k},\omega).$$

Для направления рассеяния вперёд ($\mathbf{k}'=\mathbf{k}$, $\boldsymbol{H}=0$) можно ввести показатель преломления $n(\mathbf{k},\omega)$:

$$n(\mathbf{k},\omega)=\left(e'^{*}_{i}\,\varepsilon^{0}_{ij}(\mathbf{k},\omega)e_j\right)^{1/2}\simeq 1-2\pi\frac{N}{V}\frac{e}{m\omega^2}F(\mathbf{k},0;\omega),$$

где $F(\mathbf{k},\ 0;\ \omega)$ — структурный фактор рассеяния на нулевой угол, $F(\mathbf{k},\ 0;\ \omega)=(e'^{*}_{i}F_{ij}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}';\omega)\delta_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}};\ _0e_j)$; e'_i и e_j —единичные векторы поляризации падающего и рассеянного излучений. Показатель преломления $n(\mathbf{k},\ \omega)$ меньше единицы на $\sim 10^{-5}$. Это означает, что эффекты преломления и рентг. диапазоне очень слабы, а среда имеет меньшую оптич. плотность, чем вакуум. В соответствии с этим в рентг. оптике говорят о полном в н е ш н е м о т р а ж е н и и, критич. угол к-рого выражается через нулевую фурье-компоненту П. р.:

$$\theta_{\text{н}}\simeq 2\sqrt{\pi\chi^{0}(\mathbf{k},\omega)}\ \sim 10^{-3}\text{рад}.$$

Мнимая часть П. р. определяет линейный коэф. поглощения излучения в среде:

$$\mu(\mathbf{k},\omega)=\frac{\omega}{c}\operatorname{Im}\chi^{0}(\mathbf{k},\omega)=\frac{\omega}{c}\frac{N}{V}\frac{e^2}{m\omega^2}\operatorname{Im}F(0,\omega).$$

Эффекты локального поля в рентг. диапазоне чрезвычайно малы и никогда не учитываются.

Несовершенства строения реального кристалла (точечные дефекты, дислокации, деформации и т. д.), если их присутствие не ведёт к изменению рассеивающей способности атомов, можно описать, введя ф-цию смещения узла кристаллич. решётки $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r},\ t)$. Тогда в координатном пространстве П. р. уже не является периодич. ф-цией и приближённо её можно задать выражением $\chi[\boldsymbol{r}+\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r},\ t)]$. При достаточно малых смещениях кристалл по-прежнему характеризуется набором П. р. для каждого дифракц. направления, однако в этом случае фурье-компоненты П. р. являются ещё и ф-циями координат: $\chi^{\boldsymbol{H}}(\boldsymbol{r},\ \mathbf{k};\ \omega)$. Зависимость П. р. от координат ведёт к размыванию и деформации дифракц. максимумов. Напр., если $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r})$ имеет гармонич. зависимость от координат, то П. р. отлична от нуля не только в направлениях $\mathbf{k}'=\mathbf{k}+\boldsymbol{H}$, но и в близких к ним направлениях $\mathbf{k}'=\mathbf{k}+\boldsymbol{H}+l\boldsymbol{q}$ ($\boldsymbol{\tau}$. н. сателлиты), где $\boldsymbol{q}$ — волновой вектор ф-ции смещения $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r},\ t)$, а $l=\pm 1,\pm 2,\ \ldots$ — порядок сателлита; сателлиты одного номера, но с противоположными знаками располагаются симметрично относительно осн. максимума.

П. р. для аморфных веществ и жидкостей, где существует лишь ближний порядок в расположении атомов, не имеет таких ярких физ. проявлений, как в кристаллах. П. р., как и поляризуемость в др. диапазонах эл.-магн. спектра, является универсальной характеристикой диэлектрич. свойств среды. С её помощью возможно описание всех оптич. явлений в рентг. диапазоне, и прежде всего дифракции.

Лит.: Д ж е й м с Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950; К о л п а к о в А. В., Б у ш у е в В. А., К у в ь м и н Р. Н., Диэлектрическая проницаемость в рентгеновском диапазоне частот, «УФН», 1978, т. 126, в. 3, с. 479. *А. В. Колпаков.*

ПОЛЯРИМЕТР — 1) прибор для измерения угла вращения плоскости поляризации монохроматич. света в веществах, обладающих естественной или наведённой магн. полем *оптической активностью. Дисперсию оптического вращения* измеряют с п е к т р о п о л я р и м е т р а м и.

П. делятся на и и з у а л ь н ы е и ф о т о э л е к т р и ч е с к и е. Конечным измерит. элементом и тех, и других является светочувствит. устройство (глаз или фотоэлектрич. приёмник), реагирующее на изменение интенсивности света, а не на состояние его поляризации. Этот принцип реализуется, напр., в П., построенных по схеме *полутеневых приборов*. Исследуемое вещество *5* (рис. 1) помещается между полутеневым поляризатором, состоящим из двух половин *3—4*, и анализатором *6*.

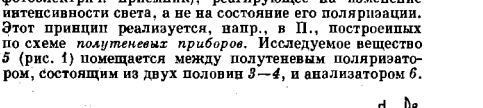


Рис. 1. Принципиальная схема полутеневого поляриметра: *1* — источник света; *2* — конденсор; *3—4* — полутеневой поляризатор; *5* — трубка с исследуемым оптически активным веществом; *6* — анализатор с отсчётным устройством; *7* — зрительная труба; *8* — окуляр отсчётного устройства.

Пропускание анализатора меняется в соответствии с *Малюса законом* при изменении угла φ между плоскостью поляризации AA анализатора и плоскостью поляризации падающего на него света. Наиб. абс. изменение интенсивности прошедшего через анализатор света в зависимости от угла φ происходит вблизи угла $\sim 45°$; однако относит. изменение интенсивности максимально вблизи угла $\sim 90°$. Действительно, $(\Delta I/I)/\Delta\varphi \simeq \simeq 2\operatorname{tg}\varphi\to\infty$ при $\varphi\to 90°$. Поэтому для наиб. чувствительной регистрации малых углов вращения плоскость поляризации анализатора AA устанавливается перпендикулярно биссектрисе малого угла 2α между плоскостями поляризации P_1 и P_2 двух половин полутеневого поляризатора (рис. 2,*а*). В таком случае обе половины *I* и *II* поля зрения имеют одинаковую освещённость. Когда между поляризатором и анализатором находится исследуемое вещество, поворачивающее плоскость поляризации, освещённость резко меняется (рис. 2, *б*,

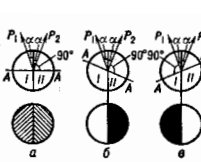


Рис. 2. Полутеневые поляризаторы: AA — плоскость поляризации анализатора; P_1 и P_2 — плоскости поляризации двух половин поляризатора; 2α — угол между ними.

в). Измерение угла вращения сводится к повороту плоскости поляризации анализатора до визуального выравнивания яркостей двух половин поля зрения. Измеряемый угол считывается со шкалы отсчётного устройства. Подобная методика визуальной регистрации обладает достаточно высокой чувствительностью, что позволяет применять полутеневые П. при разл. исследованиях. Однако более распространены автоматич. фотоэлектрич. П., в к-рых сопоставление двух интенсивностей осуществляется с помощью поляризац. модуляции светового потока (см. *Модуляция света*). Последний в свою очередь вызывает переменный фототок, к-рый после усиления и выпрямления регистрируется, и с помощью компенсирующей схемы производится измерение угла. Макс. пороговая чувствительность лазерных П. $\sim 10^{-7}$ град; при использовании внутрирезонаторных лазерных методов измерений чувствительность П. доходит до $5 \cdot 10^{-9}$ град.

2) П.— также прибор для определения степени поляризации p частично поляризованного света. Степень линейной поляризации устанавливается как отношение разности к сумме интенсивностей I_1 и I_2 света, разложенного на две линейно поляризованные составляющие с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, т. е. $p = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$. Простейший визуальный полутеневой поляриметр Корню (рис. 3) состоит из диафрагмы $Д$, призмы Волластона $П$ и анализатора $А$. Призма Волластона пространственно разделяет составляющие I_1 и I_2, в результате чего

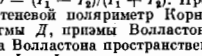


Рис. 3. Схема поляриметра Корню: $Д$ — диафрагма; $П$ — призма Волластона; $А$ — анализатор.

через анализатор наблюдаются два поля изображения диафрагмы, интенсивности к-рых в соответствии с законом Малюса равны $I_1' = I_1 \cos^2\psi$ и $I_2' = I_2 \sin^2\psi$. Поворачивая анализатор на угол ψ, добиваются равенства интенсивностей обоих полей $I_1' = I_2'$. Зная угол поворота ψ, определяют отношение $I_1/I_2 = \mathrm{tg}^2\psi = \beta$ и степень поляризации $p = (\beta - 1)/(\beta + 1)$. Обычно шкала поворота градуирована непосредственно в значениях p.

В качестве П. используют и *поляризкоп* Савара, перед к-рым устанавливают поляризац. *стопу* стеклянных пластин для компенсации измеряемой поляризации света. Поворачивая предварительно проградуированную стопу, добиваются того, чтобы анализируемый свет на выходе имел нулевую поляризацию.

Фотоэлектрич. П. для измерения степени поляризации состоит из вращающейся полуволновой фазовой пластинки или пластинки в четверть длины волны (для определения степени линейной или циркулярной поляризации соответственно), анализатора и фотоприёмника. Отношение амплитуд переменной и постоянной составляющих фототока непосредственно даёт величину p.

П. широко и эффективно применяются в разл. исследованиях структуры и свойств вещества, в решении ряда техн. задач. В частности, измерения степени поляризации излучения космич. объектов позволяют обнаружить сильные магн. поля во Вселенной.

Лит.: Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Запасский В. С., Методы высокочувствительных поляриметрических измерений. (Обзор), «Журнал прикладной спектроскопии», 1982, т. 37, в. 2, с. 181.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРИМЕ́ТРИЯ — оптич. методы исследования сред с естественной или наведённой магн. полем *оптической активностью*, основанные на измерениях величины вращения плоскости поляризации света с помощью *поляриметров* и спектрополяриметров. Поляриметрич. и спектрополяриметрич. исследования сред с естеств. оптич. вктивностью используются для измерения концентрации оптически активных молекул в растворах (см. *Сахариметрия*), для изучения структуры молекул и кристаллов, межмолекулярных взаимодействий, идентификации электронных переходов в спектрах поглощения оптически активных систем, определения симметрии ближайшего окружения молекул в жидкости или в твёрдом теле и т. д.

П. намагниченных сред по существу представляет собой один из разделов *магнитооптики*, опирающийся на исследования *Фарадея эффекта*. П. и спектрополяриметрия намагниченных сред позволяют исследовать энергетич. структуру электронных состояний и магн. свойства вещества.

К П. также часто относят методы определения характера поляризации оптич. излучения и измерения степени его поляризации.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРИСКО́П — оптич. прибор для определения *поляризации света*, основанный на явлении *интерференции поляризованных лучей*. Типичный П.—поляриском Савара (рис.), состоящий из двух склеенных пластинок кристаллич. кварца одинаковой толщины d, вырезанных

так, что их оптич. оси составляют с осью П. углы в 45°, и *анализатора*, плоскость поляризации к-рого направлена под 45° к гл. сечениям верхней пластинки. При падении частично поляризованного света в поле зрения наблюдаются интерференц. полосы. В случае полностью неполяризованного света полосы отсутствуют при любой ориентации П.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРИТО́Н — составная квазичастица, возникающая при взаимодействии фотонов и элементарных возбуждений среды. Взаимодействие эл.-магн. волн с возбуждениями среды, приводящее к их связи, становится особенно сильным, когда их частоты ω и волновые векторы $\boldsymbol{k}$ совпадают (резонанс). В этой области образуются связанные волны, т. е. П., к-рые обладают характерным законом дисперсии $\omega(k)$. Их энергия состоит частично из эл.-магнитной и частично из энергии собств. возбуждений среды. П., образующиеся в результате взаимодействия фотонов с разл. возбуждениями среды — оптич. фононами, экситонами, плазмонами, магнонами и т. д., наз. соответственно фононными П., экситонными П. (светоэкситонами), плазмонными П., магнонными П. и т. д.

Для описания фононных П. необходимо решить ур-ния колебаний кристаллич. решётки совместно с ур-ниями Максвелла. В простейшем случае кубич. кристалла с изолиров. фононным резонансом на частоте ω_0 решение даёт след. соотношение для дисперсии фононных П. (без учёта затухания):

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = \varepsilon(\omega) = \frac{\omega_t^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\varepsilon_\infty. \qquad (1)$$

Здесь ε — *диэлектрическая проницаемость* среды, ε_∞ — высокочастотная (по отношению к ω_0) диэлектрич.

среды на высотах 100—130 км (см. *Ионосфера*) в зоне *полярных сияний* во время геомагн. возмущений (см. также *Земной магнетизм*). С помощью П. р. можно регистрировать слабые диффузные полярные сияния, не наблюдаемые оптич. методами. Причина возникновения П. р. (как и полярных сияний) — вторжение заряж. частиц из *магнитосферы Земли* в ионосферу вблизи полюсов. Однако для появления П. р. необходимо ещё и наличие ионосферного электрич. поля ≥ 20 мВ/м. При более низкой величине электрич. поля неоднородности ионосферы, ответственные за рассеяние УКВ, не генерируются и П. р. не наблюдаются.

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ — свечение верхних слоёв атмосферы, вызванное возбуждением атомов и молекул на высотах 90—1000 км потоками электронов и протонов с энергиями от сотен эВ до десятков кэВ, вторгающихся в атмосферу из космоса. В видимой области спектра оно наблюдалось на протяжении веков, с появлением же спутников и ракет наблюдения П. с. расширились в ИК-, УФ- и рентгеновскую области спектра. П. с.— конечный результат сложных процессов в околоземном пространстве, где происходит ускорение заряж. частиц, к-рые обычно называют **авроральной радиацией** или **авроральными частицами**. Соударения энергичных частиц с атомами и молекулами газов верхней атмосферы приводит к возбуждению последних. Возврат в равновесное состояние сопровождается излучением квантов характерных длин волн, т. е. появляется П. с. Спектроскопич. измерения позволяют судить о величине энергии вторгающихся частиц, т.к. эфф. сечения возбуждения эмиссий поразному зависят от энергии частиц, а эффективность гашения зависит от частоты соударений, т. е. от высоты. Кроме того, глубина проникновения корпускул в атмосферу непосредственно связана с их энергией. Особенности спектра дают сведения о темп-ре слоёв атмосферы, к-рые пересекают корпускулы, их плотности и составе, степени ионизации и ветрах на этих высотах.

Однородное высыпание авроральной радиации в верхнюю атмосферу вызывает диффузное свечение, к-рое несёт осн. долю энергии, поглощаемой верхней атмосферой, и создаёт однородный светящийся фон. На этом фоне возникают яркие разноцветные подвижные и вспыхивающие занавеси и лучи, дуги, полосы и пятна, к-рые обычно и наз. П. с. Эти дискретные формы свечения интенсивностью от 1 до десятков кРалей вызываются концентриров. вторжениями пучков электронов, ускоренных к Земле электрич. полем вдоль магн. силовых линий. Исследования П. с. показали, что частота их появления и интенсивность, особенно в ср. широтах, явно коррелируют с активностью Солнца.

П. с. характеризуются в каждый данный момент разнообразием и причудливостью форм, к-рые в первом приближении можно подразделить на ряд элементарных форм: малоподвижные однородные дуги и полосы в виде длинных лент (рис. 1, *а*), протянувшихся по небосводу на сотни и иногда тысячи км; лучистые формы со значит. вертикальной протяжённостью в виде отд. лучей, пучков лучей или целых занавесей (рис. 1, *б*, *в*); «корона», лучи к-рой вытянуты вдоль силовых линий геомагн. поля и поэтому сходятся в перспективе в т. н. точке магн. зенита (рис. 1, *г*); диффузное свечение в виде пятен (рис. 1, *д*) или однородной поверхности — т. н. вуаль. Если П. с. слабое, оно воспринимается человеческим глазом как серо-зеленоватое, если яркое,— наблюдается игра красок и оттенков красного, зелёного, пурпурного и фиолетового цветов.

Рис. 1. Фотографии полярных сияний различных форм и структур: *а* — однородная полоса; *б* — однородная и лучистая полосы; *в* — лучистая полоса; *г* — «корона»; *д* — диффузное однородное пятно.

Кол-во дней с П. с. увеличивается при переходе от средних к высоким широтам. В ср. широтах П. с. появляются только в периоды магн. бурь. Макс. число дней с П. с. достигается на геомагн. широте $\varphi \sim 67°$, в более высоких широтах — значительно меньше. Т. о., макс. изохазма (линия на поверхности Земли, вдоль к-рой П. с. наблюдаются каждый день) располагается над центральной Аляской, сибирским побережьем Сев. Ледовитого ок., пересекает полуостров Таймыр, северную оконечность Скандинавии, юг Исландии и южную оконечность Гудзонова залива в Канаде. Согласно наблюдениям с помощью автоматич. камер, дискретные формы П. с. существуют практически постоянно вдоль овалов П. с., к-рые по одному в Северном и Южном полушариях фиксированы относительно направления на Солнце и как бы «висят» в пространстве над вращающейся Землёй, располагаясь эксцентрично геомагн. полюсу — на $\varphi \sim 77°$ в дневном секторе и $\varphi \sim 67°$ в ночном (рис. 2), постепенно изменяя широту в утреннем и вечернем секторах. С высот ~10 000 км со спутников получены фотографии области свечения П. с. во всей области высоких широт (рис. 3). Овал располага-

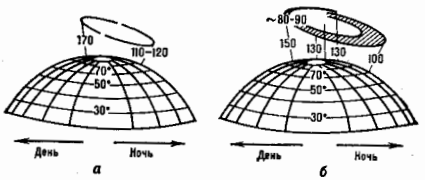


Рис. 2. Овалы полярных сияний над поверхностью Земли: *а* — в виде узкого кольца в магнитоспокойные периоды и *б* — в виде заштрихованной области в магнитовозмущённые периоды. Цифрами указаны высоты овала над поверхностью Земли.

Рис. 3. Фотография овала полярных сияний в Северном полушарии (крестиком обозначен геомагнитный полюс).

ется в пределах полосы диффузного аврорального свечения, охватывающей также область широт к полюсу и к экватору от овала. Это слабое субвизуальное (ниже порога чувствительности глаза) свечение с интенсивностью $\gtrsim$10 Рэлеев.

В магнитоспокойные интервалы овал П. с. очень узок; во время магн. возмущений он существенно расширяется, особенно на ночной стороне. Полярное диффузное свечение распространяется далеко к полюсу от овалов в магнитоспокойные интервалы, но прижимается к овалу в виде узкой полосы во время возмущений. В спокойные периоды в т. н. полярной шапке появляются ориентированные на Солнце дуги полярных сияний. Диффузное субвизуальное авроральное свечение распространяется и к экватору от овала.

Исследование спектра П. с. показало, что он состоит как из атомарных эмиссий, так и из систем полос нейтрального и ионизированного молекулярного азота и кислорода. Наиб. интенсивны эмиссии атомарного кислорода с длинами волн $\lambda = 557{,}7$ нм (зелёная линия) и $\lambda = 630$—$636{,}4$ нм (красный дублет) ионизированного молекулярного азота в эмиссиях 391,4; 427,8 и 522,8 нм (ближняя УФ-; фиолетовая и зелёная части спектра). Эмиссии кислорода соответствуют метастабильным состояниям со временем жизни соответствующих возбуждённых атомов 0,74 и 110 с. Поэтому красный дублет возбуждается только на высотах 150—400 км, где замедленно протекают процессы дезактивации возбуждённых атомов кислорода. В высотных П. с. (т. н. тип А) этот дублет доминирует. П. с. на сравнительно небольших высотах (80—90 км), где из-за гашения интенсивности зелёной и красной линий понижены, с развитыми системами молекулярных полос относятся к типу В. Дневной и ночной участки овала П. с. располагаются на разных высотах над поверхностью Земли — 150—170 км днём и 100—120 км ночью. Это объясняет преобладание атомарных эмиссий в дневном секторе овала и появление полос молекулярных эмиссий заметной интенсивности в ночном.

Вторжения ионов водорода приводят к появлению в спектре П. с. эмиссий *Бальмера серии*. Наиб. интенсивна (до кРэлея) линия H_α с $\lambda = 656{,}3$ нм. Протоны, двигающиеся к Земле вдоль магн. силовых линий, нейтрализуются в результате процессов перезарядки уже на высотах в сотни км и движутся дальше как нейтральные атомы водорода. Возбуждаясь при столкновениях, эти атомы затем излучают, причём линии их спектра оказываются сдвинутыми по длине волны в результате *Доплера эффекта*. По сдвигу линии можно определить направление движения атомов и их энергию. Излучение сосредоточено на высотах более 130 км и обусловлено вторжением протонов с энергиями 1—100 кэВ. В вечернем секторе оно располагается к экватору от овала в виде слабой светящейся полосы протяжённостью в неск. сотен км по широте. В П. с. наблюдаются также спектральные линии гелия. Эмиссия Не с $\lambda = 388{,}9$ нм является характерной особенностью П. с. в полярной шапке.

Спектр П. с. меняется с широтой. В ср. широтах обычно преобладают красные сияния типа А, на широтах зоны П. с. в ночные часы — обычный (смешанный) тип, а также сияния типа В, в полярной шапке — сияния типа А. В приполюсной области после интенсивных хромосферных вспышек на Солнце возникает равномерное «свечение полярной шапки» в полосах нейтрального и ионизиров. азота, к-рое обусловлено непосредств. вхождением в атмосферу солнечных протонов с энергией 1—100 МэВ, проникающих до высот 20—100 км.

Планетарная картина распределения аврорального свечения связана со структурой магнитосферы, с геометрией геомагн. поля и распределением в магнитосфере авроральной плазмы. Асимметричное расположение овала П. с. относительно геомагн. полюса обусловлено сжатием магнитосферы *солнечным ветром* на дневной стороне и образованием магн. хвоста на ночной. На рис. 4 приведены структурная схема расположения плазменных доменов в магнитосфере (рис. 4, *а*) и связь

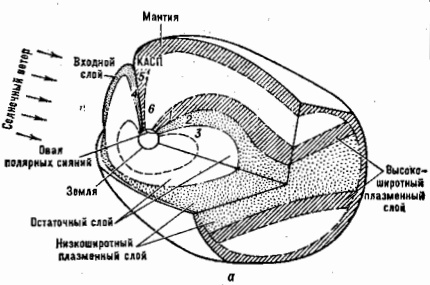
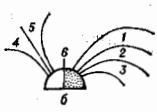


Рис. 4. *а* — Структурная схема основных плазменных доменов в магнитосфере Земли, к-рая рассечена вертикальной плоскостью полдень — полночь и экваториальной плоскостью утро — вечер, а также плоскостью поперёк хвоста магнитосферы.

их с раал. типами аврорального свечения на высотах аемной атмосферы (рис. 4, *б*). Для выявления внутр. структуры магнитосфера рассечена вертикальной плоскостью полдень — полночь и экваториальной плоскостью утро — вечер, а также плоскостью поперёк хвоста магнитосферы. На рис. 4(*б*) обозначены типы аврорального свечения цифрами *1—3* на ночной стороне и цифрами *4*, *5* на дневной стороне. Эти же цифры даны на сечении магнитосферы. Показано, на какие структурные



б — Типы аврорального свечения на высотах верхней атмосферы в увеличенном масштабе. На ночной стороне: *1* — приполюсное диффузное свечение, *2* — овал полярных сияний, *3* — экваториальное диффузное свечение. На дневной стороне: *4* — овал полярных сияний, *5* — приполюсное диффузное свечение, *6* — полярная шапка.

плазменные образования в магнитосфере проектируются раал. типы аврорального свечения. Овал П. с. *2* и *4* проектируется на низкоширотную (главную, центральную) часть плазменного слоя на ночной стороне Земли и на входной слой вблизи границы магнитосферы на дневной стороне. Экваториальное диффузное свечение *3* проецируется в магнитосферу на остаточный слой, в к-рый авроральные электроны с $\mathscr{E}_e < 1$ кэВ переносятся из плазменного слоя под действием скрещённых электрич. и магн. полей. Полярное диффузное свечение *1* и *5* проектируется на высокоширотную границ-

ную область плазменного слоя. Дуги полярной шапки *б*, ориентированные на Солнце, погружены в полярное диффузное свечение и, следовательно, проектируются на расширенный (в спокойных условиях) плазменный слой хвоста либо на расширенный пограничный слой (мантию). В дневном секторе диффузное свечение *5* к полюсу от овала проектируется на плазменную мантию и воронку каспа. Оно обусловлено вторжением частиц небольших энергий, непосредственно проникающих в эту область из солнечного ветра.

Планетарная картина развития П. с. может быть разделена на отд. серии интенсивных вспышек свечения, начинающихся на ночной стороне и постепенно охватывающих всю область высоких широт. Продолжительность их от неск. мин до десятков мин с общей длительностью серии до 1—2 ч (т. н. авроральная суббуря). Авроральная суббуря является частью суббури в магнитосфере, связанной с увеличением втекающего в магнитосферу потока энергии из солнечного ветра и частичной диссипацией энергии магн. поля, запасённой в хвосте магнитосферы. В период суббурь в верхней атмосфере при торможении авроральных электронов образуются интенсивные потоки рентг. лучей, к-рые являются более проникающими, чем авроральные электроны. Они достигают высот 30—40 км, где их можно зарегистрировать аппаратурой на высотных аэростатах. При быстрых сверхзвуковых движениях П. с. и связанных с ними мощных ионосферных токах возникают инфразвуковые волны с периодами от 10 до 100 с, достигающие нижних слоёв атмосферы.

Телевизионная техника позволила установить сопряжённость П. с. в двух полушариях, исследовать быстрые изменения и тонкую структуру П. с. Наряду с изучением естеств. П. с. были поставлены эксперименты по созданию искусств. П. с., во время к-рых с ракеты на высоте неск. сотен км инжектировался в атмосферу пучок электронов высоких энергий. Измерения интенсивности отд. эмиссий и фотографирование П. с. из космоса проводятся со спутников как на полярных круговых орбитах с высот ~ 400—1000 км, так и на эксцентричных орбитах с апогеем $\sim 10^4$ км. Использование свечения в крайнем ультрафиолете, излучаемого на высотах $\geqslant 110$ км, позволяет вести наблюдения П. с. также и в областях атмосферы, освещённых прямыми солнечными лучами. Т. о., со спутников осуществляется непрерывная регистрация свечения верхней атмосферы, его распределения в области высоких широт и интенсивности. Результаты используются для диагностики эл.-магн. состояния ближнего космоса.

Лит.: Чемберлен Дж., Физика полярных сияний и излучения атмосферы, пер. с англ., М., 1963; Акасофу С.-И., Полярные и магнитосферные суббури, пер. с англ., М., 1971; Исаев С. И., Пудовкин М. И., Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли, Л., 1972; Омхольт А., Полярные сияния, пер. с англ., М., 1974; Полярная верхняя атмосфера, под ред. Ч. Дира, Я. Холтета, пер. с англ., М., 1983; The solar wind and the Earth, ed. by S.-I. Akasofu, G. Kamide, Tokyo, 1987; Лайонс Л., Уильямс Д., Физика магнитосферы, пер. с англ., М., 1987.

Я. И. Фельдштейн.

ПОЛЯРО́ИД — один из типов оптич. линейных *поляризаторов*, действие к-рого основано на явлении линейного *дихроизма* — сильного преимуществ. поглощения одной из линейно поляризованных компонент оптич. излучения. П. представляет собой тонкую поляризующую плёнку, заключенную для защиты от механич. повреждения и действия влаги, между двумя прозрачными пластинками (плёнками). Дихроизм П. обусловлен дихроизмом мельчайших кристалликов или молекул полимера, введённых в прозрачную матрицу (из стекла или пластмассы) и пространственно однородно ориентированных в ней. Ориентацию осуществляют с помощью растяжения плёнки, сдвиговых деформаций или иной спец. технологии. Достоинствами П. являются его высокая рабочая угл. апертура (до 80°) и компактность, недостатками — относительно низкая стойкость к воздействиям влаги и темп-ры, невысокое пропускание (~30%), спектральная селективность и низкая лучевая прочность, из-за чего П. нельзя использовать в достаточно мощных лазерных пучках.

П. применяются для регулировки интенсивности света (напр., в очках, спектрофотометрах, фарах автомобиля), получения *стереоскопического изображения*.

В. С. Запасский.

ПОЛЯРО́Н — носитель заряда (для определённости — электрон), окружённый (одетый) «шубой» виртуальных *фононов*, способный перемещаться вместе с ней по кристаллу. Электрон-фононное взаимодействие приводит наряду с обычным рассеянием электрона на фононах (см. *Рассеяние носителей заряда*) также к изменению энергетич. спектра электронов (**поляронный эффект**). Понятие «П.» введено С. И. Пекаром (1946), к-рый предложил первую модель П., основанную на взаимодействии электрона проводимости с длинноволновыми продольными оптич. фононами в ионных кристаллах [1]. Механизм этого взаимодействия электростатический. Продольные оптич. колебания ионной решётки (см. *Колебания кристаллической решётки*) сопровождаются волной электрич. поляризации, и создаваемое ею электрич. поле действует на электрон. Впоследствии термин «П.» приобрёл более широкий смысл и применяется к электрону, взаимодействующему с любыми фононами, а также с магнонами и др. квазичастицами.

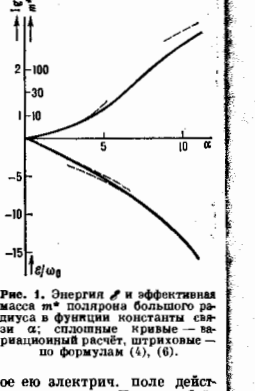


Рис. 1. Энергия ε и эффективная масса m^* полярона большого радиуса в функции константы связи α; сплошные кривые — вариационный расчёт, штриховые — по формулам (4), (6).

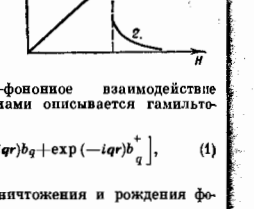


Рис. 2. Магнетофононный резонанс в энергетическом спектре полярона. Кривые *1* и *1'* — циклотронная частота ω_c в функции магнитного поля H; *2* — затухание Γ состояния *1'* за счёт испускания оптического фонона.

Поляризац. электрон-фононное взаимодействие электрона с оптич. фононами описывается гамильтонианом

$$\mathcal{H}=\sum_q (\alpha^{1/2}/q)\left[\exp(iqr)b_q+\exp(-iqr)b_q^+\right], \qquad (1)$$

где b_q, b_q^+ — операторы уничтожения и рождения фонона с волновым вектором q, r — пространств. координата электрона. Коэф. α, наз. фрёлиховской константой связи, равен [2]:

$$\alpha=(m/2\hbar^3\omega_0)^{1/2}(e^2/\varepsilon);\ \bar{\varepsilon}^{-1}=\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon_0^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь m — *эффективная масса* электрона, ω_0 — частота продольных оптич. ДВ-фононов (при $q=0$), ε_0 — статич. *диэлектрическая проницаемость*, ε_∞ — диэлектрич. ВЧ-проницаемость (электронный вклад),

В зависимости от величины α различают случаи слабой ($\alpha \ll 1$), промежуточной ($\alpha \sim 1$) и сильной ($\alpha \gg 1$) электрон-фононных связей.

Полярон сильной связи. При $\alpha \gg 1$ поляризация решётки является статической, она создаёт потенциал, захватывающий электрон на локальный уровень, а электрон своим электрич. полем поддерживает поляризацию, т.е. возникающее состояние является самосогласованным. Ур-ние Шрёдингера для П. имеет вид [1—3]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi - \frac{e^2}{\tilde{\varepsilon}}\int dr' \frac{|\Psi(r')|^2}{|r-r'|}\Psi(r) = \mathscr{E}_0\Psi(r), \qquad (3)$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия электрона в поле решётки.

Поляризация решётки выражается через $\psi(r)$: $P(r) = D(r)/4\pi\varepsilon$, где $D(r)$ — электростатич. индукция, создаваемая электрич. зарядом с плотностью $-e|\psi(r)|^2$. Энергия электрона в поле решётки $\mathscr{E}_0 < 0$, а полная энергия П., включающая энергию поляризации решётки, равна $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0/3$. Ур-ние (3) описывает автолокализов. состояние электрона с радиусом локализации $r_\text{л} \sim \hbar^2\tilde{\varepsilon}/me^2$ (см. *Автолокализация*).

Ур-ние (3) справедливо, если $r_\text{л}$ значительно больше постоянной решётки (П. б о л ь ш о г о р а д и у с а). Энергия $|\mathscr{E}_0| \sim me^4/\hbar^2\tilde{\varepsilon}^2 \sim \alpha^2\omega_0$, и условие применимости адиабатич. приближения, когда электрон движется в поле неподвижной решётки, $|\mathscr{E}_0| \gg \hbar\omega_0$. При этом применима теория сильной связи, в к-рой параметром разложения является $\alpha^{-2} \ll 1$.

Из-за взаимодействия фононов с автолокализов. электроном вблизи П. изменяется фононный спектр, т. е. образуются локальные фононные моды с частотами $\omega < \omega_0$. Их возбуждение соответствует образованию связанных состояний П. с фононами [4]. При частоты фононов обращаются в нуль, что означает возникновение 3 трансляционных степеней свободы П. Энергия П.

$$\mathscr{E} \approx -(0{,}1085\alpha^2 + 2{,}836)\hbar\omega_0, \qquad (4)$$

его эфф. масса

$$m^* \approx 0{,}023\alpha^4 m. \qquad (5)$$

Быстрый рост m^* с увеличением α объясняется тем, что движение П. сопровождается перемещением его поляризац. «шубы». Ур-ние (3) кроме осн. состояния П. описывает также возбуждённое автолокализов. состояния. Оптич. переходы между ними являются причиной поглощения света на частотах $\omega \sim \mathscr{E}_0/\hbar$.

Полярон слабой связи. При $\alpha \ll 1$ свойства П. описываются с помощью теории возмущений, что приводит к ф-лам

$$\mathscr{E} \approx -\alpha\hbar\omega_0, \quad m^* \approx m/(1-\alpha/6). \qquad (6)$$

Ф-лы для энергии (4), (6) «сшиваются» при $\alpha \sim 5$ (рис. 1). При промежуточной связи теория основывается на вариац. методах [5].

Подвижность П. μ при $\alpha \gtrsim 1$ определяется их однофононным рассеянием: $\mu \approx \alpha^{-1}$. При $\alpha \gg 1$ рассеяние П. становится двухфононным и при низких темп-рах $\mu \approx \alpha^2$.

При $\alpha \ll 1$ поляронный эффект проявляется в т. н. магнетофононном резонансе [6]. Причина явления — резонансное усиление влияния электрон-фононного взаимодействия на энергетич. спектр П. в магн. поле H при *циклотронной частоте* электрона $\omega_c = eH/mc \approx \omega_0$. Вблизи $\omega_c = \omega_0$ электронный спектр расщепляется на 2 ветви (рис. 2); величина расщепления $\sim \alpha^2/^3\omega_0$. Нижняя ветвь (1) является стационарной — «затухание» $\Gamma = 0$. Состояния, соответствующие верх. ветви (1′), являются затухающими (распадными), для них $\Gamma \sim \alpha^2/^3\omega_0$ при $\omega_c \approx \omega_0$ и быстро убывает с ростом ω_c. Вблизи $\omega_c \approx \omega_0$ изменяется волновая ф-ция П.: вдали от резонанса число виртуальных фононов в «шубе» электрона $N \sim \alpha$, а в резонансе $N \approx 1/2$. Магнетофононный резонанс наблюдается по расщеплению линий *циклотронного резонанса* и *комбинированного резонанса*, а также по межзонному поглощению света в магн. поле. Он позволяет измерить α. Др. проявление поляронного эффекта — плавная зависимость $m^*(H)$, определяемая из циклотронного резонанса: $m^* = eH/\hbar\omega_c c$. С ростом H масса П. m^* растёт тем быстрее, чем больше α.

Значения константы связи α и эффективной массы полярона m^* (в единицах m_0) для некоторых кристаллов

Кристалл	α	m^*
InSb	0,02	0,01
GaAs	0,06	0,07
CdTe	0,4	0,1
CdS	0,6	0,2
AgBr	1,5	0,3
AgCl	1,8	0,4
KBr	3,7	0,5
RbCl	4,1	1,0

Величина α при $m \approx m_0$ и $\tilde{\varepsilon} \approx 1$ (m_0 — масса электрона в вакууме) велика: $\alpha \approx (\mathscr{E}_\text{A}/\hbar\omega_0) \approx 10$ ($|\mathscr{E}_\text{A}| \approx 10$ эВ — энергия электрона в атоме). Но т. к. в кристаллах часто $m \ll m_0$, $\tilde{\varepsilon} \gg 1$, то $\alpha \gtrsim 1$ либо $\alpha \ll 1$. Поэтому П. слабой связи возникают во мн. веществах (табл.).

Полярон малого радиуса. Если $m^* \sim m_0$ и связь сильна, то П. сосредоточен на 1—2 узлах кристаллич. решётки (П. малого радиуса). Такой П. (дырочный или электронный) взаимодействует преим. с КВ-фононами (акустическими и оптическими). Его энергия $|\mathscr{E}| \gg \mathscr{E}_3$, где $\mathscr{E}_3$ — ширина разрешённой электронной зоны в кристалле с недефектным. решёткой. Спектр П. имеет зонную структуру. Ширина поляронной зоны $\mathscr{E}_\text{П} = \mathscr{E}_3\exp(-S_0)$, где $S_0 \sim |\mathscr{E}|/\hbar\omega_0 \gg 1$, т. е. она крайне узка, а m^* столь же велика.

В совершенном кристалле при низких темп-рах п о л я р о н н а я п р о в о д и м о с т ь (носители заряда — П.) является зонной, но примеси и дефекты легко разрушают поляронную зону. С ростом T она быстро сужается, т. к. $S(T) = S_0 cth(\hbar\omega_0/2kT)$, и зонный механизм проводимости сменяется п р ы ж к о в ы м (см. *Прыжковая проводимость*). В классич. области коэф. диффузии П. $D \sim \exp(-\mathscr{E}_\text{акт}/kT)$, где $\mathscr{E}_\text{акт} \lesssim |\mathscr{E}_\text{П}|$ — энергия активации. Дырочные П. в щёлочно-галоидных кристаллах и отвердевших благородных газах являются молекулярными ионами типа Cl_2^- и Ar_2^+ [6].

Неполяризационное электрон-фононное взаимодействие. В трёхмерном случае электрон, взаимодействующий с акустич. фононами, либо не автолокализуется, либо образует П. малого радиуса (это энергетич. состояние отделено от зонного состояния электрона автолокализац. барьером). Напротив, в одномерной системе возможно существование П. большого радиуса, причём он образуется из зонного состояния электрона «безбарьерно» [7]. Ур-ние Шрёдингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\Psi}{dx^2} - d\Psi^2(x) = \mathscr{E}_0\Psi(x) \qquad (7)$$

в этом случае имеет точное решение (см. *Шрёдингера уравнение нелинейное*). В случае взаимодействия с оптич. фононами $g = 2\hbar\alpha(2\hbar\omega_0/m)^{1/2}$ и $\psi(x) = (b/2)^{1/2}\mathrm{sech}(bx)$, $b = \alpha(2m\omega_0/\hbar)^{1/2}$, $\mathscr{E}_0 = -\alpha^2\omega_0$, где $\alpha \gg 1$ — константа связи. Ф-лы, аналогичные (4) и (5), имеют вид:

$$\mathscr{E} \approx -\left(\frac{1}{3}\alpha^2 + 0{,}955\right)\hbar\omega_0, \quad m^* = \frac{32}{15}\alpha^4 m. \qquad (8)$$

Константа α выбрана так, что при слабой связи $\mathscr{E} \approx -\alpha\hbar\omega_0$, как и в (6). Переход к сильной связи происходит при $\alpha \approx 1,5$, т. е. раньше, чем для трёхмерного П.

Наиб. изучены проводящие полимеры типа полиацетилена $(CH)_x$ с сопряжёнными связями (см. *Квазиодномерные соединения*). В нек-рых из них осн. дизлектрич. состояние системы возникает вследствие *Пайерлса перехода*, создающего чередующуюся последовательность одинарных и двойных связей, а в других равноценность связей нарушается также и периодич.

потенциалом окружения. П. возникает за счёт того же взаимодействия с акустич. фононами, к-рое ответственно за пайерлсовский переход. Поэтому энергия связи П. велика, сравнима с шириной запрещённой зоны (пайерлсовская щель $\Delta \sim 1$ эВ). Радиус состояния велик — порядка 10 межатомных расстояний, поэтому применимо континуальное описание, типичное $m^* \sim 1 m_0$. Образуются также *биполяроны* (2 электрона в общей деформац. яме). Из-за пайерлсовской природы осн. состояния П. описываются двухкомпонентным аналогом ур-ния (7) и тесно связаны с топологич. солитонами, существующими в этих материалах. Наличие этих 3 типов носителей заряда (П., биполярон, *солитон*), возможность их взаимных превращений и зависимость их относит. устойчивости от природы осн. состояния специфичны для квазиодномерных систем с большой пайерлсовской деформацией и обусловливают их электронные свойства [8].

Поляроны др. типов. В магнитоупорядоченных кристаллах П. возникают вследствие взаимодействия носителей заряда с *магнонами*. Напр., в антиферромагн. кристаллах вокруг электрона может возникать область ферромагн. упорядочения. Магн. П. существенно влияют на свойства *полумагнитных полупроводников* типа $Cd_{1-x}Mn_xS(Se, Te)$. Близки к П. флуктуоны — области с изменённым параметром порядка, возникающие вокруг носителей заряда. Аналогичны поляронные эффекты, связанные с экситонами.

Лит.: 1) Пекар С. И., Локальные квантовые состояния электрона в идеальном ионном кристалле, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, с. 341; 2) Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; 3) Апцель Дж., Фирсов Ю. А., Поляроны, М., 1975; 4) Леаниссон И. Б., Рашба Э. И., Поперечные явления и связанные состояния в поляронной проблеме, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 683; 5) Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1978, гл. 8; 6) Алунер Э. Д., Лусис Д. Ю., Чернов С. А., Электронные возбуждения и радиолюминесценция щелочно-галоидных кристаллов, Рига, 1979; 7) Рашба Э. И., Автолокализация экситонов, в кн.: Экситоны, М., 1985, гл. 13; 8) Heeger A. J. и др., Solitons in conducting polymers, «Rev. Mod. Phys.», 1988, v. 60, p. 781.

Э. И. Рашба.

ПОЛЯРЫ (звёзды типа AM Геркулеса) — *тесные двойные звёзды*, характеризующиеся наличием значит. поляризации излучения, что и получило отражение в их названии. Впервые этот эффект обнаружен С. Тапиа (S. Tapia) в 1976 у объекта AM Геркулеса.

Известно 13 П., четыре из к-рых имеют орбитальные периоды от 81,0 до 108,5 мин, шесть — в очень узком интервале от 113,5 до 114,8 мин и три — от 185,6 до 222,5 мин. Кроме орбитальной переменности наблюдаются также более медленные изменения *блеска* с характерным временем месяцы и годы (амплитуда 2—4^m) и быстрая переменность с характерным временем 1—10 с (амплитуда 0,1—$0,3^m$). Вследствие селекции число известных П. составляет $\approx 1/3$ от общего числа потенциально наблюдаемых объектов этого типа.

Группа П. выделяется среди др. катаклизмич. переменных (см. *Переменные звёзды*, *Новые звёзды*) наличием ряда характерных свойств: излучение в оптической и ближней ИК-области сильно поляризовано (степень поляризации у нек-рых П. доходит до 35%), причём поляризация меняется с тем же периодом, что и блеск и *лучевые скорости*; в спектре наблюдаются эмиссионные линии водорода, гелия и др. элементов, причём «ядра» и «крылья» линий могут изменяться не обязательно синфазно; наблюдается рентг. и УФ-излучение, распределение энергии в спектре обычно имеет локальные максимумы в жёстком и мягком рентг. диапазонах, а также в оптической или ближней ИК-области. Второе и третье свойства характерны также для др. (немагнитных) катаклизмич. переменных (КП). Наличие поляризации само по себе не может свидетельствовать о принадлежности к П., необходима синхронность (но не синфазность) изменения всех характеристик излучения.

Ультракороткопериодич. двойная система, образующая П., состоит из невырожденного спутника, заполняющего свою *полость Роша*, и *белого карлика* (орбитальное и вращательное движения к-рого синхронны) с сильным (10^7—10^8 Гс) магн. полем. Массы спутников приблизительно пропорциональны орбитальному периоду и составляют 0,14—0,45 $M_\odot$, а их *спектральные классы* M4III и более поздние. Массы белых карликов, по косвенным данным, составляют 0,6—1,2 $M_\odot$. Размеры магнитосферы r_a белого карлика превосходят расстояние между компонентами a, и истекающее через окрестности внутр. точки Лагранжа вещество оболочки спутника движется вдоль магн. силовых линий. Такой объект наз. магнитной тесной двойной системой (МТДС), в отличие от объектов с $r_a \lesssim a$. Для анализа удобно выделить три осн. зоны движения вещества, к-рые показаны на рис. 1.

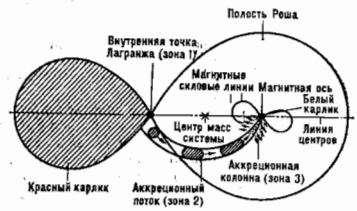


Рис. 1. Схема поляра.

В первой зоне структура истекающей из оболочки спутника струи плазмы зависит также от направления магн. поля. Скорость *аккреции* (кол-во перетекающего вещества за единицу времени) максимальна, если магн. ось белого карлика направлена вдоль линии центров, и практически равна нулю, если эти оси перпендикулярны друг другу. Т. о., изменения светимости в неск. десятков раз с характерным временем месяцы и годы могут быть объяснены изменениями ориентации магн. оси белого карлика. Кроме того, на скорость аккреции влияют активность звезды-спутника (подобная солнечной), дополнит. прогрев оболочки спутника рентг. и УФ-излучением белого карлика, а также малые флуктуации расстояния между звёздами под действием возможного третьего тела типа Юпитера.

Вторая зона наиб. протяжённа, и именно здесь осуществляется эфф. передача момента импульса аккрецирующей плазмы белому карлику, определяющая как траекторию движения самого вещества, так и эволюцию вращат. движения белого карлика. Взаимодействие магн. поля белого карлика с оболочкой спутника и аккрецирующей плазмой приводит к быстрой ($t_s \sim 10^3$ лет) синхронизации орбитального и вращат. движений белого карлика, к-рая является наиб. удивительной особенностью П., отличающей их от множества др. КП с быстро вращающимися белыми карликами, а также от двойных систем с нейтронными звёздами. Асинхронные МТДС (время жизни $t < t_s$) находятся на т. н. стадии пропеллера: вещество выбрасывается за пределы магнитосферы дополнительной центробежной силой, возникающей при движении вещества вдоль быстро вращающихся магн. силовых линий белого карлика. Такие объекты классифицируются как IIIP, в отличие от классич. П. (IIIM), и на этой короткой стадии могут наблюдаться как радиоисточники. Примером системы с быстро синхронизирующимся белым карликом является V 1500 Лебедя, вспыхнувшая в 1975 как классическая новая. В объектах, у к-рых $r_a < r_a < a$ (где r_a — радиус белого карлика), присутствует как аккрец. диск, так и аккреция в околополярные области. Они наз. «промежуточными П.» (IIIA), поскольку частично обладают свойствами как МТДС,

так и немагн. КП. Объекты, у к-рых $r_G \approx r_g$, являются немагн. КП — новыми, повторными новыми, карликовыми новыми и новоподобными звёздами. Вблизи положения равновесия возможны циклические (не строго периодические ввиду непостоянства характеристик оболочки спутника) изменения ориентации магн. оси белого карлика относительно линии центров с характерным временем 1—10 лет, что приводит к циклич. переменности фазовых кривых изменения потока, поляризации и лучевых скоростей. В пользу такой модели «качающегося диполя» свидетельствует также корреляция светимости и смещения кривых блеска по фазе. При достаточно большой скорости аккреции белый карлик вращается не совсем синхронно, делая один оборот относительно спутника за неск. лет. Однако «переключения» аккреции с одного полюса на другой, к-рые должны были бы наблюдаться в этом случае, до сих пор не обнаружены ни у одного из П. Наблюдаемая же иногда аккреция одновременно, на 2 полюса может объясняться и в рамках модели «качающегося диполя».

Третья зона — аккрец. колонна (АК) между поверхностью белого карлика и аккрец. потоком (рис. 2) — является осн. источником излучения П., доминирующим над излучением звёздных компонентов. Аккрец.

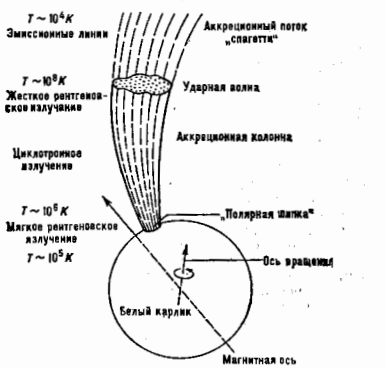


Рис. 2. Схематическое изображение основных источников излучения поляра.

поток, движущийся вблизи белого карлика со скоростью неск. тысяч км/с, сталкивается с плазмой в АК и тормозится, образуя ударную волну. В процессе дальнейшего падения плазма охлаждается от 10^8 до 10^6 К за счёт рентг. тормозного и оптич. циклотронного излучения. Возможно также протекание термоядерных реакций у основания АК. Полная мощность излучения АК может достигать 10^{26}—10^{27} Вт.

Высота (над поверхностью белого карлика) фронта ударной волны может изменяться с характерным временем порядка неск. секунд, что может объяснить наблюдаемую быструю переменность П. Кроме того, могут существовать ещё 5 типов нестабильности, связанных с возможными неоднородностями трёхмерной АК. Под воздействием приливных сил и магн. поля облака плазмы, истекающей из звезды-спутника, вблизи белого карлика приобретают форму «спагетти», длина к-рых в $\sim 10^3$ раз превышает их толщину. При столкновении с ударной волной в каждом из «спагетти» могут возникать квазипериодич. колебания структуры, продолжающиеся десятки секунд (время «пролёта» отд. «спагетти» на расстоянии, равное его длине). Наблюдаемые быстрые изменения блеска ряда П., к-рые могут быть объяснены этим механизмом, известны как феномен «нойзара».

Эволюция П., как и др. КП, определяется в осн. потерей момента импульса системой за счёт гравитац. излучения (см. *Гравитационные волны*) и, возможно, магн. *звёздного ветра*.

Лит.: Ritter H., Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects, 5 ed., «Astron., Astrophys. Suppl.», 1990, v. 85, p. 1179; Frank J., The evolution of magnetic cataclysmic variables, Münch., 1985; Lamb D.Q., Recent developments in the theory of AM Her and DQ Her stars, в кн.: Cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries, Dordrecht — [a.o.], 1985, p. 180; Liebert J., Stockman H.S., The AM Herculis magnetic variables, там же, p. 151; Andronov I.L., On the mechanism of the «Noisar» phenomenon in magnetic close binary systems, «Astron. Nachr.», 1987, Bd 308, S. 229; его же, «Swinging dipoles» in magnetic close binary stars, «Astrophys. Space Sci.», 1987, v. 131, p. 557; Войханская Н. Ф., Тесные двойные системы типа AM Геркулеса. Обзор наблюдательных данных, «САО АН СССР», 1989, № 43.

И. Л. Андронов.

ПОМЕРАНЧУКА ТЕОРЕМА в физике высоких энергий — устанавливает асимптотич. равенство полных сечений ($\sigma_{\text{полн}}$) взаимодействия частиц a и античастиц $\bar{a}$ с одной и той же произвольной мишенью b в пределе, когда энергия $\mathscr{E}$ частиц стремится к бесконечности:

$$\lim_{\mathscr{E}\to\infty}\left(\sigma^{\bar{a}b}_{\text{полн}}(\mathscr{E}) \,/\, \sigma^{ab}_{\text{полн}}(\mathscr{E})\right)=1. \qquad (1)$$

П. т. основана на свойствах аналитичности и *перекрёстной симметрии* (кроссинг-симметрии) амплитуд рассеяния, к-рые вытекают из общих принципов квантовой теории поля, а также на естеств. физ. предположениях: 1) амплитуды $T(\mathscr{E})$ не являются осциллирующими ф-циями при $\mathscr{E}\to\infty$; 2) $\lim \frac{\operatorname{Re} T(\mathscr{E})}{\operatorname{Im} T(\mathscr{E})\cdot\ln(\mathscr{E}/\mathscr{E}_0)} \to 0$ при $\mathscr{E}\to\infty$ ($\mathscr{E}_0$ — энергия порядка энергии покоя рассеиваемой частицы).

Эта теорема сформулирована И. Я. Померанчуком в 1958 [1] при следующих предположениях: взаимодействия адронов при высоких энергиях имеют дифракц. характер, амплитуды процессов упругого рассеяния являются преим. мнимыми, полные сечения взаимодействия $\sigma^{ab}_{\text{полн}}(\mathscr{E})$ стремятся к пост. пределу при $\mathscr{E}\to\infty$. В этом случае равенство (1) можно сформулировать как утверждение о том, что разность полных сечений взаимодействия частиц и античастиц $\Delta\sigma = \sigma^{\bar{a}b}_{\text{полн}}(\mathscr{E}) - \sigma^{ab}_{\text{полн}}(\mathscr{E})$ стремится к нулю с ростом энергии. Последующие эксперим. данные показали, что полные сечения взаимодействия адронов растут с увеличением энергии. Однако равенство (1) остаётся справедливым и в случае растущих полных сечений. Если $\sigma^{ab}_{\text{полн}} \to \infty$ при $\mathscr{E}\to\infty$, то предположение 2 может быть доказано исходя из аналитичности и *унитарности условия*. П. т. исторически явилась первой из *асимптотических теорем*, к-рые следуют из весьма общих свойств релятивистской квантовой теории.

Общий метод доказательства П. т. для растущих полных сечений взаимодействия [2], а также её обобщение на дифференц. сечения процессов, связанных соотношениями кроссинг-симметрии, разработаны в [3—5]. Показано, что в предположении об отсутствии осцилляций амплитуд рассеяния при $\mathscr{E}\to\infty$ дифференц. сечения упругого рассеяния частиц и античастиц при фиксиров. значениях квадрата переданного 4-импульса t стремятся к одинаковому пределу с ростом $\mathscr{E}$:

$$\lim_{\mathscr{E}\to\infty}\left(\frac{d\sigma^{\bar{a}b}_{упр}(\mathscr{E},t)}{dt} \,/\, \frac{d\sigma^{ab}_{упр}(\mathscr{E},t)}{dt}\right)=1. \qquad (2)$$

В случае произвольной двухчастичной реакции $ab\to cd$ аналогичное равенство должно выполняться

для дифференц. сечений прямого и перекрёстного $\bar{c}b \to \bar{a}d$ каналов при одинаковых значениях $t = (p_b - p_d)^2$. Все эксперим. данные о полных сечениях взаимодействия адронов и дифференц. сечениях бинарных реакций согласуются с равенствами (1), (2),

Лит.: 1) Померанчук И. Я., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725; 2) Мейман Н. Н., Об асимптотическом равенстве полных сечений частицы и античастицы, там же, 1962, т. 43, с. 2277; 3) Logunov A. A. и др., Asymptotic relations between cross section in local field theory, «Phys. Lett.», 1963, v. 7, p. 69; 4) Логунов А. А., Нгуен ван Хьеу, Тодоров И. Т., Асимптотические соотношения между амплитудами рассеяния в локальной теории поля, «УФН», 1966, т. 88, с. 51; 5) Van Hove L., An extension of Pomeranchuk's theorem to diffraction scattering, «Phys. Lett.», 1963, v. 5, p. 252.

А. Б. Кайдалов.

ПОМЕРАНЧУКА ЭФФЕКТ — понижение темп-ры смеси твёрдого и жидкого ^{3}He при её адиабатич. сжатии ниже темп-ры $T_{\text{п}}$. П. э. предсказан И. Я. Померанчуком в 1950, экспериментально обнаружен Ю. Д. Ануфриевым в 1965. П. э. обусловлен тем, что энтропия системы неупорядоченных ядерных спинов твёрдого ^{3}He остаётся постоянной вплоть до темп-ры Нееля T_N (см. *Нееля точка*, *Антиферромагнетик*), к-рая для твёрдого ^{3}He равна 1 мК, а энтропия жидкого ^{3}He убывает по линейному закону, характерному для ферми-жидкости (см. *Квантовая жидкость*). В результате ниже $T_{\text{п}} \approx \approx 0{,}32$ К энтропия жидкого ^{3}He становится меньше энтропии твёрдого ^{3}He, а теплота плавления ^{3}He — отрицательной. Согласно *Клапейрона — Клаузиуса уравнению*, изменению знака теплоты плавления соответствует минимум на кривой плавления, и соответственно адиабатич. сжатие находящейся в равновесии смеси жидкого и твёрдого ^{3}He приводит к понижению её темп-ры. П. э. используется для получения сверхнизких темп-р от 10—20 мК до 1—1,5 мК.

А. С. Боровик-Романов.

ПОМЕРО́Н (полюс Померанчука) — самый правый в комплексной плоскости угл. момента J полюс Редже, определяющий в рамках *Редже полюсов метода* асимптотику амплитуд рассеяния при высоких энергиях. П. имеет квантовые числа вакуума: нулевой изоспин, положительные *чётность* и *G-чётность*. Поскольку сигнатура П. положительна, то он даёт одинаковый вклад в амплитуды рассеяния частиц и античастиц и обеспечивает выполнение *Померанчука теоремы*. Обмен несколькими П. приводит к многопомеронным ветвлениям. Суммарный вклад полюса Померанчука и сопровождающих его ветвлений генерирует в J-плоскости особенность Померанчука, определяющую асимптотику амплитуд дифракц. процессов — упругого рассеяния, дифракц. рождения частиц (см. *Дифракционное рассеяние*, *Дифракционная диссоциация*).

А. Б. Кайдалов.

ПОНДЕРОМОТО́РНОЕ ДЕЙСТВИЕ СВЕ́ТА (от лат. pondus, род. падеж ponderis — тяжесть и motor — движущий) — механич. воздействие оптич. излучения на вещество, состоящее в передаче ему светом импульса и момента импульса и не меняющее состояние вещества (плотность, темп-ру и т. п.). Частная форма такого воздействия — *давление света*. Механич. действие света, связанное с зависимостью оптич. свойств вещества от плотности и внутр. напряжений, обычно не считается П. д. с. и наз. стрикцией (см. *Электрострикция*).

Природа и составляющие П. д. с. наглядно выясняются на примере действия светового поля на твёрдую частицу с размерами, меньшими длины волны света. Световое электрич. поле с напряжённостью E индуцирует в частице осциллирующий диполь с моментом $\boldsymbol{p}$. На диполь действует электрич. поле с силой $(\boldsymbol{p}\nabla)\boldsymbol{E}$ и магн. поле $\boldsymbol{H}$ света с силой $[\dot{\boldsymbol{p}}\boldsymbol{H}]/c$. Их сумма $\boldsymbol{F} = (\boldsymbol{p}\nabla)\boldsymbol{E} + [\dot{\boldsymbol{p}}\boldsymbol{H}]/c$ и является силой П. д. с. В такой записи $\boldsymbol{F}$ не выражены явно физически различные её составляющие. С учётом ур-ний Максвелла и соотношения $\boldsymbol{p} = \hat{\alpha}\boldsymbol{E}$, где $\hat{\alpha}$ — оператор *поляризуемости* частицы, выражение для $\boldsymbol{F}$ приводится к следующему виду

$$\boldsymbol{F} = \nabla(\hat{\alpha}\boldsymbol{E})/2 + (\dot{\hat{\alpha}} - \hat{\alpha}\boldsymbol{E}) \times \dot{\boldsymbol{H}}/2c + \frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]/c, \qquad (*)$$

составляющие к-рого имеют разный смысл и значение. Первое слагаемое, определяемое плотностью энергии поля около частицы, такое же по форме, как и пондеромоторная сила в пост. электрич. поле; эта сила не выражает специфики действия поля излучения. Среднее слагаемое — оугубо излучательной природы, оно выражает давление света и описывает передачу импульса поля при поглощении и рассеянии волн. Величина постоянного во времени давления монохроматич. света с частотой ω выражается величиной $\boldsymbol{F}_{\text{дс}} = 2\omega \operatorname{Im}\alpha_\omega \operatorname{Re}\{[\boldsymbol{E}_\omega \boldsymbol{H}_\omega^*]/c\}$ и определяется плотностью потока энергии (*Пойнтинга вектором*) и её диссипацией, характеризуемой мнимой частью поляризуемости α_ω. Последнее слагаемое — сила Абрагама (см. *Максвелла тензор натяжений*) не имеет постоянной составляющей и осциллирует с удвоенной частотой света. В выражении (*) $\boldsymbol{E}_\omega$ и $\boldsymbol{H}_\omega$ — комплексные амплитуды электрич. и магн. полей. Отметим, что при действии света на изоляторов. атомы и молекулы диссипация его энергии обусловлена радиац. трением, т. е. рассеянием света.

В приведённых выше выражениях сила П. д. с. формально задаётся значением напряжённости электрич. и магн. полей около частицы. Фактически эти поля не являются полями падающего света, а получаются при рассеянии света на частице и сильно отличаются от полей падающего света. Однако установлено, что пондеромоторное действие изменённого рассеянием света слабо отличается от действия падающего на частицу света по той же причине, по к-рой самодействие в пост. электрич. поле не вызывает движения частиц.

В протяжённых средах на каждый элемент объёма действует сила $\boldsymbol{F}$, причём $\boldsymbol{p}$ для сред имеет смысл дипольного момента элемента объёма. В этом случае выражение для $\boldsymbol{F}$ определяет не только пондеромоторные, но и др. объёмные силы в среде, к-рые образуются потому, что $\boldsymbol{p}$ в среде имеет двойную зависимость от местоположения: через распределение поля и через распределение диэлектрич. характеристик среды, если эта среда неоднородна. Величина силы П. д. с., сосредоточенная часть объёмной силы, наиб. просто определяется для слабопоглощающих оптически изотропных сред в стационарных световых потоках:

$$\boldsymbol{f} = -(E^2\nabla\varepsilon + H^2\nabla\mu)/8\pi + (\varepsilon\mu - 1)\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{H}]/4\pi c,$$

где ε — диэлектрическая и μ — магн. проницаемости. В этом выражении последнее слагаемое — сила Абрагама, а первое (гораздо большее второго, т. к. $\mu - 1 \ll 1$) имеет ненулевое значение на границе кусочно-однородных сред. Эта составляющая такая же по форме, как и пондеромоторная сила в пост. электрич. поле, но по существу иная, т. к. определяет эффект излучения — давление света. Различие между описаниями разных сил одной ф-лой кроется в различии возможных распределений плотности полей излучения и постоянного электрического.

Исторически первоначально пондеромоторные силы объяснялись упругим натяжением силовых линий в среде, в связи с чем компоненты сил определялись через тензор натяжений Максвелла: $f_n \Rightarrow \partial T_{nj}/\partial x_j$. В результате интегрирования этого выражения по объёму тела компоненты силы П. д. с. могут быть представлены в виде потока импульса через поверхность тела: $F_n = \oint T_{nj} dS_j$. В общем случае для оптически анизотропных сред с произвольной частотной и пространственной дисперсиями диэлектрич. проницаемости, и частности для сильно поглощающих сред, представление силы П. д. с. через к.-л. тензор энергии-импульса неизвестно.

П. д. с. вызывает как перемещение тел, так и их вращение вследствие сообщения светом момента импульса веществу. Так же, как и при сообщении импульса, вращающий момент сил создаётся как неспецифическим для излучения образом, так и благодаря свойствам излучения. Неспецифич. эффект обусловлен анизотропией поляризуемости и несимметрией распределения поля. Специфич. эффект излучения вызывается изменением круговой поляризации поля при рассеянии и поглощении циркулярно поляризованного света (см. *Садовского эффект*).

Концепция П. д. с. обычно применяется в линейной оптике. При описании механич. действия света высокой интенсивности, сопровождающегося нелинейными эффектами, пондеромоторные силы вообще не выделяются, хотя иногда возможно обобщение понятия П. д. с. на случай зависимости восприимчивости атомов и молекул от интенсивности облучения (см. *Нелинейные восприимчивости*).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Эшкин А., Давление лазерного излучения, «УФН», 1973, т. 110, с. 101; Аскарьян Г. А., Движение частиц в луче лазера, там же, с. 115; Гинзбург В. Л., Угаров В. А., Несколько замечаний о силах и тензоре энергии-импульса в макроскопической электродинамике, там же, 1976, т. 118, с. 175. *С. Г. Пржибельский.*

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ в звуковом поле — совокупность сил, действующих на вещество или тело, помещённое в звуковом поле. В П. с. вносят вклад переменное звуковое давление, пропорциональное амплитуде звука, и квадратичные эффекты — радиац. давление, силы Бьеркнеса (см. ниже), а также гидродинамич. силы, обусловленные движением среды в звуковой волне. П. с. проявляются в действии звуковой волны на чувствит. элементы приёмников звука, в УЗ-коагуляции, диспергировании, кавитации, в возникновении *акустических течений*, усталости материалов, подвергающихся длит. воздействию интенсивного акустич. излучения, во всплывании границ раздела двух сред.

Сила, действующая на элемент объёма ΔV и равная $f\Delta V$, где f — объёмная плотность П. с., определяется изменением импульса (см. *Импульс звуковой волны*) элемента объёма ΔV в единицу времени, равным импульсу, втекающему в объём через его поверхность. Если тензор плотности потока импульса — Π_{ik}, то i-я компонента силы, действующая на объём ΔV, определяется выражением

$$\int\limits_{\Delta V} f_i dV = \oint \Pi_{ik} dS_k = \oint \Pi_{ik}\, n_k\, dS,$$

где dS — элемент поверхности, ограничивающий объём, а n_k — внешняя по отношению к объёму нормаль. Соответственно этому сила, действующая на элемент поверхности dS, равна потоку импульса через него и определяется выражением $\Pi_{ik} dS_k$. В частности, на поверхности единичной площади действует сила, i-я компонента к-рой $F_i = \Pi_{ik} n_k$. Тензор плотности потока импульса звуковой волны

$$\Pi_{ik} = -p\delta_{ik} - \rho v_i v_k + \sigma_{ik},$$

где p — звуковое давление, v_i — компоненты *колебательной скорости частиц*, δ_{ik} — символ Кронекера ($\delta_{ik} = 1$ при $i = k$, $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$), σ_{ik} — тензор вязких напряжений, ρ — плотность среды. Если поверхность жёсткая, то скорость частиц среды, прилежащих к ней, обращается в нуль и сила, действующая на единицу её площади, равна $F_i = -p\delta_{ik} n_k + \sigma_{ik} n_k$. Осн. вклад в силу при таких условиях даёт звуковое давление p, и именно эта величина воспринимается чувствит. элементами приёмников звука. Для монохроматич. звуковых волн p — гармонич. ф-ция времени, изменяющаяся с частотой звука. В жидкостях при интенсивности звука $I \approx 1$ Вт/см², характерной для рядa практич. применений в УЗ-технологии, $p = 10^6$ Па. Такие силы могут превысить порог прочности жидкости и вызвать *кавитацию*. Средняя по времени П. с., обусловленная звуковым давлением в гармонич. звуковых полях, равна нулю.

Помимо этого в звуковых полях возникают постоянные во времени П. с. Они определяются квадратичными членами тензора плотности потока импульса, усреднёнными по периоду колебаний звука. Отличные от нуля эти члены по порядку величины равны плотности энергии звуковой волны: $F_p = E = \rho v^2$. Обычно эти силы можно рассматривать как результат действия радиац. давления, или *давления звукового излучения*. Их величина мала, напр. в воздухе $F_p \sim 10^{-7}$ Па при интенсивности звука 10^{-9} Вт/см², в воде $F_p \sim 10$ Па при интенсивности звука 1 Вт/см². Тем не менее они приводят к заметным эффектам, проявляющимся, напр., в появлении акустич. течений, во всплывании границ раздела двух сред и даже в возникновении фонтанчиков жидкости.

П. с. значит. величины действуют не только на элементы среды, в к-рой возбуждено звуковое поле, но и на граничащие с ней поверхности, а также на тела, находящиеся в среде. Так, напр., на взвешенное в акустич. поле тело, размеры к-рого много меньше длины звуковой волны λ, а плотность равна плотности окружающей среды, в звуковом поле действует сила, заставляющая его колебаться вместе с частицами среды. При отличии плотности тела ρ_1 от плотности ρ окружающей среды возникает движение тела относительно среды, причём если $\rho_1 > \rho$, то оно отстаёт от частиц среды, а если $\rho_1 < \rho$ — то опережает их. Движение тела относительно среды вызывает дополнит. движение среды (рассеянную волну), а значит, и дополнит. силу реакции, действующую на тело. Напр., на жёсткую сферу радиуса a при $a \ll \lambda$ в поле плоской бегущей звуковой волны действует сила

$$F_p = 4\pi a^3 F(ka)^4 \frac{1 + \delta/3(1-\delta)^2}{(2+\delta)^2},$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число звуковой волны, E — средняя по времени плотность энергии акустич. поля, $\delta = \rho/\rho_1$.

Если вблизи одного из тел в звуковом поле имеется другое, то влияние на первое тело рассеянной волны, исходящей от второго тела, приводит к появлению добавочной силы. Эта сила имеет характер вторичного радиац. давления и приводит к взаимодействию тел в звуковом поле. В частности, две сферы с радиусами a и b, пульсирующие в звуковом поле на расстоянии r друг от друга, притягиваются друг к другу с силой

$$F_b = 4\pi\rho a^2 b^2 \frac{v_a v_b}{r^2} \cos\varphi,$$

где v_a, v_b — колебат. скорости поверхностей сфер, φ — сдвиг фаз их колебаний, ρ — плотности среды; F_b наз. силой Бьеркнеса. Между осциллирующими сферами возникают более слабые силы взаимодействия; для двух сфер, осциллирующих в звуковом поле под действием звука со скоростями v_a и v_b, центральная составляющая этой силы равна

$$F_b = \frac{3}{2}\ \rho \frac{(1-\delta)}{\delta^2} \frac{a^3 b^3}{r^4} v'_a\, v'_b \cos\varphi(1 + 3\cos 2\alpha)$$

(α — угол между направлением колебаний тел и линий, соединяющих их центры).

Наряду с силами акустич. происхождения, зависящими от сжимаемости среды, на тела, помещённые в звуковое поле, действуют также силы, вызванные движением тела относительно среды. Такие силы наз. гидродинамическими. К их числу относится сила сопротивления, к-рую испытывает тело, движущееся с пост. скоростью в вязкой жидкости. Для жёсткой сферы радиуса a, движущейся со скоростью v,

эта сила выражается ф-лой Стокса: $F_c = 6\pi a\eta v$, где μ — коэф. динамич. вязкости среды.

Др. примером гидродинамич. силы является с и л а Б е р н у л л и, притягивающая тела, движущиеся в жидкости или омываемые ею. Для случая двух жёстких сфер с радиусами a и b, находящихся на расстоянии r друг от друга в потоке жидкости, движущейся со скоростью v, сила Бернулли равна

$$F_b = \frac{3}{2}\pi\rho\frac{a^3b^3}{r^4}v^2.$$

Эта сила действует, в частности, на находящиеся в звуковом поле жёсткие частицы, малые по сравнению с λ. Заметим, что в случае возникновения акустич. течений и микропотоков при кавитации различие между гидродинамич. силами и усреднёнными по времени П. с. бывает чисто условным.

П. с. используется в разнообразных приёмниках звука, устройствах, измеряющих его интенсивность (*радиометр, Рэлея диск*). На действии П. с. основаны эффекты коагуляции, дегазации жидкостей и металлов, диспергирования твёрдых тел в жидкости, эмульгирования и т. п., применяемые в УЗ-технологии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957, гл. 6; Лебедев П. Н., Собр. соч., М., 1963, с. 68; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. *К. А. Наугольных.*

ПОНДЕРОМОТО́РНЫЕ СИ́ЛЫ в э л е к т р о д и н а м и к е — силы, действующие на тела в электрич. и магн. полях. Термин «П. с.» введён во времена, когда наряду с весомыми телами признавалось существование невесомых субстанций (эфир, электрич. жидкость и т. п.); в совр. лексиконе иногда говорят просто об эл.-магн. силах.

Плотность П. с. связана с тензором напряжений σ_{ik} (см. *Напряжение механическое*) соотношением

$$f_i = \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k},$$

где f_i — i-я компонента плотности П. с., x_k — пространственные координаты (i, k = 1, 2, 3). В электрич. поле П. с. действуют как на проводящие, так и на диэлектрич. тела. Для изотропной жидкой диэлектрич. среды

$$f = \frac{1}{8\pi}\nabla\left[E^2\tau\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau}\right)\right] - \frac{E^2}{8\pi}\cdot\nabla\varepsilon + \rho E, \qquad (1)$$

где ε — диэлектрич. проницаемость, τ — плотность среды, ρ — плотность сторонних зарядов (здесь и далее используется гауссова система единиц). Последний член описывает силы, действующие на сторонние заряды в диэлектрике. Наиб. простой вид плотность объёмных П. с. имеет в газе, где ε пропорциональна τ:

$$f = \frac{\varepsilon - 1}{8\pi}\nabla E^2.$$

В случае металлов в электростатич. поле П. с. действуют только на их поверхность, создавая «отрицательное» давление, равное $E^2/8\pi$, где E — поле на поверхности проводника (ортогональное ей). В случае твёрдого диэлектрика ф-лы для П. с. имеют более сложный вид, поскольку в (1) необходимо добавить члены, связанные с изменением тензора диэлектрич. проницаемости под действием деформаций сдвига, не изменяющих плотность тела. Кроме того, в кристаллах ряда низкосимметрич. кристаллич. классов — *пьезоэлектриках* — возникают напряжения, пропорциональные не второй, а первой степени электрич. поля.

Объёмные интегралы, определяющие полную силу F и момент сил K, действующие на тело в целом, можно свести к интегралам по поверхности S, охватывающей это тело:

$$F = \frac{\varepsilon}{4\pi}\oint_S\left\{E(nE) - \frac{1}{2}E^2 n\right\}dS,$$
$$K = \frac{\varepsilon}{4\pi}\oint_S\left\{[rE](nE) - \frac{1}{2}E^2[rn]\right\}dS, \qquad (2)$$

где ε — диэлектрич. проницаемость внеш. (однородной) среды, r и n — радиус-вектор и внеш. нормаль к элементу поверхности. Эти силы, в частности, приводят к втягиванию диэлектрика в области с большими значениями E.

Аналогично случаю электрич. поля на тело с *магнитной проницаемостью* μ действует сила со стороны магн. поля с объёмной плотностью

$$f = \frac{1}{8\pi}\nabla\left[H^2\tau\left(\frac{\partial\mu}{\partial\tau}\right)\right] - \frac{H^2}{8\pi}\nabla\mu + \frac{\mu}{c}[jH]. \qquad (3)$$

Первые два члена связаны с воздействием непосредственно на магнетик, последний член — с силами, действующими на токи проводимости и токи, связанные с перемещением сторонних зарядов. В случае $\mu \approx 1$ этот член оказывается основным и сила, действующая на проводник с током, равна

$$F = \frac{1}{c}\int[jH]dV. \qquad (4)$$

Эта ф-ла применима как к жидким, так и к твёрдым проводникам. Если принять, что ток j протекает по линейному (т. е. тонкому) проводнику, а магн. поле H создаётся др. линейными проводниками с током, то из (4) следует *Био — Савара закон*. В общем случае ф-ла (4) определяет также «внутренние» силы, с к-рыми разл. участки проводника воздействуют друг на друга. Так, на катушку с током действуют П. с., сжимающие её вдоль оси и растягивающие в радиальном направлении, что, в частности, затрудняет получение сильных магн. полей из-за ограниченной механич. прочности катушки.

П. с. часто удобнее вычислять, используя закон сохранения энергии для системы тел с учётом полей. Под действием П. с. происходит деформация тел — *электрострикция* и *магнитострикция*, поэтому для вычисления равновесных состояний необходимо учитывать и силы упругости, возникающие при такой деформации.

В перем. эл.-магн. поле объёмная плотность П. с. отличается от суммы выражений (1) и (2) дополнит. слагаемым $[(\varepsilon\mu - 1)/4\pi c^2]\partial[EH]/\partial t$, называемым с и л о й А б р а г а м а. Одной из разновидностей П. с. являются силы давления эл.-магн. волн (передача импульса и момента импульса телу при поглощении, отражении и преломлении эл.-магн. волн), в частности *давление света* и *Садовского эффект*.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983. *А. Н. Васильев.*

ПОПЕРЕ́ЧНАЯ ВОЛНА́ — *волна*, у к-рой характеризующая её векторная величина лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны (для гармонич. волн — волновому вектору $\mathbf{k}$). К П. в. относят, напр., волны в струнах или упругих мембранах, когда смещения частиц в них происходят строго перпендикулярно направлению распространения волн, а также плоские однородные эл.-магн. волны в изотропном диэлектрике или магнетике; в этом случае поперечные колебания совершают векторы электрич. и магн. полей.

П. в. обладает поляризацией, т. е. вектор её амплитуды определ. образом ориентирован в поперечной плоскости. В частности, различают линейную, круговую и эллиптич. поляризации в зависимости от формы кривой, к-рую описывает конец вектора амплитуды (см. *Поляризация волн*, *Поляризация света*). Понятие П. в.

так же, как и продольной волны, до нек-рой степени условно и связано со способом её описания. «Поперечность» и «продольность» волны определяются тем, какие величины реально наблюдаются. Так, плоская эл.-магн. волна может описываться продольным *Герца вектором*. В ряде случаев разделение волн на продольные и поперечные вообще теряет смысл. Так, в гармонич. волне на поверхности глубокой воды (см. *Волны на поверхности жидкости*) частицы среды совершают круговые движения в вертик. плоскости, проходящей через волновой вектор **k**, т. е. колебания частиц имеют как продольную, так и поперечную составляющие.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ПОРО́Г БОЛЕВО́ГО ОЩУЩЕ́НИЯ — см. *Пороги слуха.*

ПОРО́Г ЗРИ́ТЕЛЬНОГО ОЩУЩЕ́НИЯ — минимальная интенсивность света, вызывающая зрительное ощущение. Величина П. з. о. зависит от адаптации глаза к световому воздействию и от угл. размеров наблюдаемого объекта. При ночном зрении, когда яркость объектов не превышает 10^{-3} кд/м², работает только палочковый зрит. аппарат (см. *Зрение*), чувствительность глаза очень велика и человек способен видеть звёзды 6-й величины, что соответствует освещённости зрачка глаза $9 \cdot 10^{-9}$ лк. В условиях зрит. темновой адаптации для появления зрит. ощущения достаточно энергии 3—4 фотонов (сине-фиолетового участка спектра). Мин. порог составляет $9 \cdot 10^{-15}$ лм ($8 \cdot 10^{-6}$ кд/м²). Это порог ахроматич. ночного зрения, когда все окрашенные предметы воспринимаются только белыми, серыми или чёрными. Число различимых по яркости ахроматич. полей объекта составляет от 10 до 100 в зависимости от размеров объекта и чёткости границ между объектом и фоном.

Колбочковый зрит. аппарат, обеспечивающий цветное зрение, начинает работать с уровня яркости $\sim 10^{-2}$ кд/м², с к-рого начинается т. н. сумеречное зрение, когда работают и палочки, и колбочки. При яркости $\gtrsim 125$ кд/м² палочки теряют чувствительность и только колбочки несут информацию о поле зрения. Это область дневного зрения, к-рая сверху ограничивается слепящей яркостью на уровне $\approx 10^{6}$ кд/м². П. з. о. дневного (колбочкового) зрения зависит от длины волны света (см. *Цветовая адаптация*).

Лит.: Бардин К. В., Проблема порогов чувствительности и психофизические методы, М., 1976.

Н. А. Валюс.

ПОРО́Г СЛЫШИМОСТИ — см. *Пороги слуха.*

ПОРО́ГИ СЛУ́ХА — значения физ. характеристик звука, соответствующие возникновению слухового ощущения или изменению качества этого ощущения. Уровень интенсивности звука, соответствующий возникновению слухового ощущения в условиях тишины, наз. а б с о л ю т н ы м П. с. или п о р о г о м с л ы ш и м о с т и. У молодых людей наинизшие абс. П. с. наблюдаются в диапазоне частот 1,0—4,0 кГц и составляют по давлению сотые доли мПа. Величина $2 \cdot 10^{-5}$ Па условно принята в качестве точки отсчёта при введении шкалы уровней звукового давления, измеряемой в дБ. Зависимость абс. П. с. чистых тонов от частоты наз. а у д и о г р а м м о й. Тем же термином обозначают и частотную зависимость отклонений абс. П. с. конкретного человека от нормативных П. с., принятых для данной частоты международным стандартом. Аудиограммы используют при диагностике слуховых нарушений. Абс. П. с. растут с уменьшением длительности тонов; для сигналов короче 0,3 с десятикратное уменьшение длительности приводит к повышению абс. П. с. примерно на 10 дБ. Ограничение области слышимости человека со стороны высоких уровней интенсивности определяется существованием т. н. б о л е в ы х п о р о г о в (наз. также порогами ощущения покалывания, щекотания, осязания). Болевые П. с. мало зависят от частоты звука. Уровень звукового давления болевого П. с. составляет, как правило, 120—130 дБ.

Наряду с абсолютными существуют разностные П. с., соответствующие разности параметров сигнала, приводящей к изменению качества ощущения. Частное от деления разностных П. с. на ср. значение изменяемого параметра наз. д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы м П. с. и обычно выражают в %. Согласно закону Вебера, дифференц. П. с. должны слабо зависеть от ср. значения изменяемого параметра. Этот закон выполняется, однако, только в особых случаях, напр. для дифференц. П. с. по интенсивности широкополосных шумов в диапазоне уровней выше 30 дБ над абс. П. с. этого звука. Дифференц. П. с. по интенсивности для тонов уменьшаются с повышением уровня от 30—50% вблизи порога до 3—5% на уровнях ок. 90 дБ. Дифференц. П. с. по частоте с ростом частоты уменьшаются от 1—2% на частоте 0,1 кГц до 0,1—0,2% на частоте 2,0 кГц, но при дальнейшем росте частоты они вновь возрастают, достигая 2—3% на частоте 10 кГц. Дифференц. П. с. могут быть определены и для длительности сигнала. Для чистых тонов длительностью короче 0,1 с они составляют десятки %, на высоких уровнях уменьшаются до 5—8%.

Для определения П. с. обычно применяют метод вынужденного выбора, при к-ром испытуемый указывает, в каком из заданных интервалов времени сигнал имеется или отличается по своему звучанию от эталонного. При использовании более традиционного, порогового метода, когда испытуемый должен указать, слышит он сигнал или нет, большую роль играют предпастройка испытуемого, степень его тренированности, уверенности в себе и т. д. Частично от такой субъективности можно избавиться, учитывая не только число правильно опознанных сигналов, но и число ложных тревог и пропусков сигнала. Для измерения П. с. можно также использовать методы объективной аудиометрии, когда возникновение слухового ощущения определяют по появлению электрич. ответов в центр. нервной системе. Наиб. распространение получила регистрация т. н. коротколатентных потенциалов ствола мозга. Объективная аудиометрия особенно важна для изучения слуха детей и лиц с тяжёлыми слуховыми нарушениями.

П. с. животных можно определять как методами объективной аудиометрии, так и при изучении их поведения. Абс. П. с. в области высоких звуковых и УЗ-частот у многих животных существенно ниже, чем у человека. Так, кошка в частотном диапазоне 3—8 кГц слышит звуки с давлением ок. 10^{-6} Па, что, по-видимому, объясняется усилением сигнала за счёт резонанса ушной раковины. Кроме того, большинство млекопитающих обладают высокой чувствительностью в частотном диапазоне 30—60 кГц, летучие мыши и зубатые киты воспринимают и анализируют сигналы частотой 150—200 кГц. У низших позвоночных (амфибии, рептилии, рыбы) ВЧ-граница слуха снижена до 1—5 кГц, гл. обр. вследствие ограничений, накладываемых механич. характеристиками звуковоспринимающих структур. Дифференц. П. с. у животных низки только для тех звуков, анализ к-рых существен для выживания в естеств. условиях существования вида (коммуникац. сигналы, сигналы, издаваемые хищником или предполагаемой жертвой).

П. с. одного сигнала (тестового) может определяться и в присутствии др. звука — маскера. Такие пороги маскировки широко используются для изучения частотной селективности слуха, его помехоустойчивости и в ряде др. случаев (см. *Маскировка звука*). Как абсолютные, так и дифференц. П. с. могут меняться после продолжит. воздействия громких звуков.

Лит.: Физиология сенсорных систем, Л., 1976.

Н. Г. Бибиков.

ПОРЯДКОВЫЙ НО́МЕР х и м и ч е с к о г о э л е м е н т а — то же, что *атомный номер*.

ПОРЯ́ДОК ИНТЕРФЕРЕ́НЦИИ — величина, равная *разности хода* интерферирующих лучей, выраженной в длинах световых волн. Если интерферирующие пучки отражаются от к.-л. поверхности и при этом проис-

ходит изменение фазы, то в П. и. входит алгебраич. сумма всех скачков фаз, выраженная в радианной мере (см. *Отражение света*). При совпадении нач. фаз источников целые значения П. и. соответствуют максимумам, а полуцелые — минимумам интерференц. картины. В реальных устройствах, предназначенных для наблюдения интерференции, П. и. меняется от единиц (*Френеля зеркала, Ньютона кольца*, двухлучевые *интерферометры*) до 10^6 и более (*интерферометр Фабри — Перо*). Чем выше П. и., тем более монохроматичным должен быть свет для наблюдения интерференц. картины.

См. также ст. *Интерференция света* и лит. при ней.
А. П. Гагарин.

ПОСЛЕДЕ́ЙСТВИЕ МАГНИ́ТНОЕ — см. *Магнитная вязкость*.

ПОСЛЕДЕ́ЙСТВИЕ УПРУ́ГОЕ — явление релаксации, состоящее в изменении с течением времени деформиров. состояния твёрдого тела при неизменном напряжённом состоянии. П. у. характеризуется однозначностью условий равновесия (полная восстанавливаемость) между напряжением и деформацией, равновесное значение к-рой достигается по истечении достаточного времени (от микросекунд и меньше до очень больших промежутков времени). Продолжительность изменения — времн релаксации — зависит от способа и темп-ры деформации, а также предыстории и свойства твёрдого *тела*.

Различают прямое П. у. и обратное. Если к телу приложить пост. напряжение, то мгновенно (со скоростью звука) возникнет упругая деформация ε_y (рис.), к-рая в дальнейшем будет увеличиваться во времени t, асимптотически приближаясь к равновесному значению ε_p. Прирост дополнит. упругой деформации $\delta\varepsilon = \varepsilon_p - \varepsilon_y$ наз. прямым П. у., в отличие от обратного П. у., где после устранения напряжения мгновенно снимается упругая деформация ε_y, а дополнительная $\delta\varepsilon$ асимптотически исчезает во времени. Дополнит. упругая деформация составляет малую часть полной равновесной упругой деформации. При знакопеременном нагружении П. у. проявляется в *гистерезисе упругом*. В отличие от *ползучести материалов*, прямое П. у. полностью обратимо, что нашло отражение в термине «обратимая ползучесть», встречающемся в лит-ре для обозначения прямого П. у.

П. у. связано с наличием в материале точечных и линейных дефектов, их движением, взаимодействием и аннигиляцией.

Лит.: Новик А., Берри Б., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975.
Ю. В. Пигузов.

ПОСЛЕДОВА́ТЕЛЬНЫХ ПРИБЛИЖЕ́НИЙ МЕ́ТОД — то же, что *итераций метод*.

ПОСЛЕСВЕЧЕ́НИЕ — *люминесценция*, наблюдающаяся после прекращения вызвавшего её внеш. воздействия (света, рентг. излучения, потока электронов и т. д.). П.— характерный признак люминесценции. В иек-рых случаях может продолжаться до неск. часов.

ПОСТОЯ́ННАЯ ВЕРДЕ́ — см. *Верде постоянная*.

ПОСТОЯ́ННАЯ ВРАЩЕ́НИЯ — см. *Вращение плоскости поляризации света*.

ПОСТОЯ́ННАЯ РАСПА́ДА — константа, характеризующая радиоактивный распад:

$$\lambda = 1/\tau,$$

где τ — время жизни радиоактивного ядра. П. р. связана с *периодом полураспада* $T_{1/2}$ соотношением

$$\lambda = 0{,}693/T_{1/2}.$$

Лит. см. при ст. *Радиоактивность*.

ПОСТОЯ́ННЫЙ МАГНИ́Т — см. *Магнит постоянный*.

ПОСТОЯ́ННЫЙ ТОК — *электрический ток*, плотность к-рого j не зависит от времени. Микроскопич. природа П. т. состоит в направленном перемещении дискретных заряж. частиц, но макроскопически он может рассматриваться как непрерывный процесс, аналогичный течению жидкости или газа. Чаще всего П. т. обусловлен движением зарядов в токопроводящих средах. Стационарный поток заряж. частиц в пустоте также представляет собой П. т.

Закон сохранения электрич. заряда диктует для П. т. условие $\nabla j = 0$. Это практически всегда (исключая умозрит. примеры экзотич. топологий) ведёт к замкнутости линий плотности П. т. (часто их наз. просто линиями тока). Тогда замкнутой оказывается и цепь в целом. В силу того же закона каждое разветвление цепи подчинено *Кирхгофа правилам*. В обычных условиях вектор j пропорционален напряжённости электрич. поля E, а сила тока I в конечном проводнике — приложенному напряжению U (*Ома закон*). При сильных полях эта линейная зависимость может нарушаться, соответственно говорят о нелинейных явлениях в электрич. цепях.

Протекание П. т. сопровождается выделением джоулева тепла в проводнике (*джоулевы потери*). Тепловая мощность тока Q определяется *Джоуля — Ленца законом*, $Q = RI^2$ (R — сопротивление проводника). Для компенсации этих энергетич. потерь в цепь П. т. включается источник *электродвижущей силы* (эдс). Компенсация достигается за счёт механич., тепловой энергии (генераторы тока, *магнитогидродинамические генераторы*), энергии хим. реакций (хим. источники тока), тепловой диффузии носителей тока (см. *Термоэдс*), фотоэффекта (*солнечные батареи*) и т. д. Только при наличии сверхпроводимости ($R = 0$) П. т. могут циркулировать по цепям без указанной компенсации.

Согласно *Максвелла уравнениям*, проводник с П. т. создаёт вокруг себя магн. поле. В частном случае протяжённых линейных проводников это поле вычисляется по *Био — Савара закону*. Магн. поле тока можно значительно сконцентрировать и усилить, если свить линейный проводник в спираль (*соленоид*). Замкнутый на себя тороидальный соленоид с П. т. не создаёт внеш. магн. поля, но обладает т. н. анапольным моментом (см. *Анаполь*).

П. т. широко применяется для электролиза в хим. пром-сти и металлургии, на транспорте (тяговые электродвигатели). Источники П. т. используются в прецизионных измерит. приборах, для питания малощумящей электронной аппаратуры, бытовых радиоприёмников и т. д. В энергетике линии электропередач на П. т. имеют ряд преимуществ перед традиционным, поскольку менее подвержены разл. рода потерям. Из-за неудобства трансформации напряжений П. т. они пока не получили достаточно широкого распространения, хотя представляются перспективными.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3] — Электричество, М., 1983; Ахиезер А. И., Общая физика. Электрические и магнитные явления, К., 1981.
В. В. Митюгов.

ПОСТУПА́ТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ — движение твёрдого тела, при к-ром прямая, соединяющая две любые точки тела, перемещается параллельно своему нач. направлению. При П. д. все точки тела описывают одинаковые (при наложении совпадающие) траектории и имеют в каждый момент времени одинаковые по модулю и направлению скорости и ускорения. Поэтому изучение П. д. твёрдого тела сводится к задаче кинематики точки (см. *Кинематика*).

ПОТЕНЦИА́Л (потенциальная функция) (от лат. potentia — сила) — характеристика векторных полей, к к-рым относятся многие силовые поля (эл.-магн., гравитационное), а также поле скоростей в жидкости и др. Если П. векторного поля $\boldsymbol{X}(\boldsymbol{r})$ есть скалярная ф-ция $\varphi(\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{X} = \nabla\varphi$, то поле $\boldsymbol{X}$ наз. потенциальным (иногда П. наз. ф-цию $U = -\varphi$). П. φ определён с точ-

ностью до пост. величины. Для потенц. поля $\boldsymbol{X}$ справедливо условие $[\nabla \boldsymbol{X}] = 0$, и обратно, если для нек-рого поля $\boldsymbol{X}$ всюду $[\nabla \boldsymbol{X}] = 0$, то поле $\boldsymbol{X}$ — потенциально, для него существует П.

Если векторное поле $\boldsymbol{Y}$ соленоидально, т. е. $\nabla \boldsymbol{Y} = 0$, то для этого поля можно ввести векторный потенциал $\boldsymbol{A}$, такой, что $\boldsymbol{Y} = [\nabla \boldsymbol{A}]$, при этом $\boldsymbol{A}$ определён с точностью до градиента произвольной ф-ции (*градиентная инвариантность*). В общем случае любое векторное поле представляется суммой потенциального и соленоидального полей.

В классич. и квантовой физике измеряемыми на опыте являются силовые характеристики полей — их напряжённости. На первый взгляд представляется, что сами по себе потенциалы полей не несут физ. смысл, а их введение в теорию — не более чем удобный техн. приём. Оказывается, однако, что в квантовой механике возникают эффекты (*квантование магнитного потока, Аронова — Бома эффект, Джозефсона эффект*, эффект Казимира), в к-рых физ. природа П. проявляется непосредственно. Все эти эффекты имеют наглядную геом. интерпретацию. Векторный потенциал представляет собой *связность* в расслоении, базой к-рого служит соответствующее пространство (напр., пространство Минковского M_4). В *квантовой теории поля* осн. объект исследования — квантовые поля — являются аналогами классич. П., т. к. набор потенциальных ф-ций — мин. набор независимых динамич. переменных, полностью описывающий систему. Напр., в *квантовой электродинамике* такими переменными будут квантовые поля (потенциалы) $A_\mu(\boldsymbol{r}, t)$, где 4-компонентный вектор A_μ задаётся потенциалами ф и $\boldsymbol{A}$: $A_\mu = (\varphi, A_1, A_2, A_3)$.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988.

Л. О. Чехов.

ПОТЕНЦИАЛ ВУДСА — САКСОНА — используемый в ядерных моделях потенциал вида

$$V(r) = \frac{V_0}{1+\exp[(r-R)/a]},$$

где r — расстояние до центра ядра; V_0, R, a — параметры, характеризующие глубину, радиус и размытие потенциала (см. *Оболочечная модель ядра*).

ПОТЕНЦИАЛ ЗАЖИГАНИЯ — см. *Зажигания потенциал*.

ПОТЕНЦИАЛЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ — функции определённого набора термодинамич. параметров, позволяющие найти все термодинамич. характеристики системы как функции этих параметров. Все П. т. связаны между собой: по любому из них с помощью дифференцирования по его параметрам можно найти все остальные потенциалы.

Метод П. т. разработан Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1874 и является основой всей *термодинамики*, включая теорию многокомпонентных, многофазных и гетерогенных систем, а также термодинамич. теорию *фазовых переходов*. Существование П. т.— следствие 1-го и 2-го начал термодинамики. Статистич. физика позволяет вычислять П. т. исходя из представления о строении вещества как системы из большого числа взаимодействующих частиц.

Внутренняя энергия $U(S, V, N)$ является П. т. в том случае, когда состояние системы характеризуется *энтропией* S, объёмом V и числом частиц N, что характерно для однокомпонентных изотропных жидкостей и газов. U наз. также изохорно-адиабатич. потенциалом. Полный дифференциал U равен:

$$dU = TdS - pdV + \mu dN. \qquad (1)$$

Здесь независимыми переменными являются три экстенсивные (пропорциональные V) величины S, V, N, а зависимыми — сопряжённые им интенсивные (конечные в термодинамич. пределе $V \to \infty$) величины — темп-ра T, давление p и *химический потенциал* μ. Из условия, что U есть полный дифференциал, следует, что зависимые переменные T, p, μ должны быть частными производными от U:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N}, \quad -p = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N}, \quad \mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S,V}. \qquad (2)$$

Вторая производная U по объёму даёт адиабатный коэф. упругости:

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial V^2}\right)_{S,N} = -\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{S,N}.$$

Теплоёмкость при пост. объёме равна

$$C_V = (\partial U/\partial T)_{V,N}.$$

Однако это не единственно возможный выбор независимых переменных, определяющих П. т. Их можно выбрать четырьмя разл. способами, когда независимыми являются одна термическая и две механич. величины: S, V, N; S, p, N; T, V, N; T, p, N. Для того чтобы в полном дифференциале типа (1) заменить одну из независимых переменных её сопряжённой, надо совершить *Лежандра преобразование*, т. е. вычесть произведение двух сопряжённых переменных.

Т. о. может быть получена энтальпия $H(S, p, N)$ (тепловая функция Гиббса, теплосодержание, изохорно-изотермический потенциал при независимых переменных S, p, N):

$$H(S, p, N) = U + pN, \qquad (3)$$

откуда следует, что

$$dH = TdS + Vdp + \mu dN, \qquad (4)$$

где

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_{p,N}; \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{S,N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial H}{\partial N}\right)_{S,p}. \qquad (5)$$

Знание H позволяет найти теплоёмкость при пост. давлении $C_p = (\partial H/\partial T)_{p,N}$.

Свободная энергия $F(T, V, N)$ (энергия Гельмгольца, теплосодержание, изобарно-изотермич. потенциал в переменных T, V, N) может быть получена с помощью преобразования Лежандра от переменных S, V, N к T, V, N:

$$F(T, U, N) = U - TS, \qquad (6)$$

откуда

$$dF = -SdT - pdV + \mu dN, \qquad (7)$$

где

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{V,N}; \quad p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T,N}; \quad \mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{T,V}. \qquad (8)$$

Вторые производные F по V и T дают теплоёмкость при пост. объёме $C_V = -T(\partial^2 F/\partial T^2)$, изотермич. коэф. давления

$$\gamma_T = -\frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{T,N} = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2}\right)_{T,N}$$

и изохорный коэф. давления

$$\gamma_V = -\frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V,N} = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V \partial N}\right)_T.$$

Последнее соотношение основано на независимости второй смешанной производной от П. т. от порядка дифференцирования. Этим же методом можно найти разность между C_p и C_V:

$$C_p - C_V = -T^2\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p^2 \Big/ \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$$

и соотношение между адиабатич. и изотермич. коэф. сжатия:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S=\left(\frac{C_p}{C_v}\right)\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T.$$

Энергия Гиббса $G(T, p, N)$ (**изобарно-изотермический потенциал** в переменных T, p, N) связана преобразованием Лежандра с П. т. U, H, F:

$$G(T,p,N)=U-TS+pV=H-TS=F+pV, \qquad (9)$$

откуда

$$dG=-SdT+Vdp+\mu dN, \qquad (10)$$

где

$$S=-\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{p,N};\ V=\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,N};\ \mu=\left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,p}=\frac{G}{N}. \qquad (11)$$

Пропорциональность G числу частиц делает его очень удобным для приложений, особенно в теории фазовых переходов. Вторые производные G дают теплоёмкость при пост. давлении

$$C_p=\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{p,N}=-T\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_{p,N}$$

и изотермич. коэф. сжатия

$$\beta_T=-\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_{T,N}=-\left(\frac{\partial^2 G}{\partial p^2}\right)_{T,N}\Big/\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,N}.$$

Из ур-ний (3), (5), (6), (8) следует, что П. т. U, H, F, G связаны **уравнениями Гиббса—Гельмгольца**:

$$\begin{aligned} U&=H-p\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{S,N}=F-T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_{V,N},\\ G&=F-V\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T,N}=H-S\left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_{p,N}, \end{aligned} \qquad (12)$$

к-рые применяются для построения разл. П. т. по эксперим. данным о термич. и калорич. ур-ниях состояния. Необходимые для этого граничные условия даёт предельный переход к идеальному газу и *Нернста теорема*, к-рая устанавливает, что $S=0$ в пределе $T\to 0$, и поэтому $U=F$ и $G=H$.

Для незамкнутых систем, для к-рых N не фиксировано, удобно выбрать П. т. в переменных T, V, μ, к-рый не получил специального названия и обычно обозначается $\Omega(T, V, \mu)$:

$$\Omega(T,V,\mu)=G-pV-\mu N=-pV. \qquad (13)$$

Его полный дифференциал

$$d\Omega=-SdT-pdV-Nd\mu, \qquad (14)$$

где

$$S=-\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_{V,\mu};\ p=-\left(\frac{\partial\Omega}{\partial V}\right)_{T,N};\ \mu=-\left(\frac{\partial\Omega}{\partial N}\right)_{T,V}. \qquad (15)$$

Все П. т. связаны с различными *Гиббса распределениями*. П. т. $\Omega(T, V, \mu)$ связан с большим канонич. распределением Гиббса соотношением

$$\Omega=-kT\ln Z(T,V,\mu), \qquad (16)$$

где $Z(T, V, \mu)$ — *статистический интеграл* по фазовым переменным и сумма по N в случае классич. механики или *статистическая сумма* по квантовым состояниям. П. т. $F(T, V, N)$ связан с канонич. ансамблем Гиббса:

$$F=-kT\ln Z(T,V,N), \qquad (17)$$

где $Z(T, V, N)$ — статистич. интеграл в классич. случае и статистич. сумма в квантовом. П. т. H связан с изобарно-изотермич. ансамблем Гиббса, к-рый был предложен С. А. Богуславским (1922). П. т. U связан с микроканонич. распределением Гиббса через энтропию:

$$S(U,V,N)=k\ln W(U,V,N), \qquad (18)$$

где $W(U, V, N)$ — статистич. вес, к-рый является нормировочным множителем для микроканонич. распределения Гиббса. Полный дифференциал энтропии равен

$$dS=\frac{1}{T}dU+\frac{p}{T}dV-\frac{\mu}{T}, \qquad (19)$$

что эквивалентно ур-нию (1).

Статистич. интегралы или статистич. суммы в принципе можно вычислить исходя из ф-ции Гамильтона в классич. случае или оператора Гамильтона в квантовом случае для системы из большого числа взаимодействующих частиц и т. о. вычислить П. т. методами статистич. механики.

Кроме перечисленных П. т. применяются и другие, напр. **функции Массьё** — $F(T, V, N)/T$, **функции Планка** — $G(T, p, N)/T$. В общем случае, когда система с заданной энтропией описывается термодинамич. параметрами $a_1, \ldots, a_n$ и сопряжёнными им термодинамич. силами $\mathscr{F}_1, \ldots, \mathscr{F}_n$,

$$U=U(S,a_1,\ldots,a_n),$$

$$dU=TdS-\sum_{k=1}^{n}\mathscr{F}_k\,da_k+\mu dN, \qquad (20)$$

и аналогично для систем с фиксиров. энергией.

Для поляризуемых сред П. т. зависят от векторов электрич. и магн. индукции $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$. Метод П. т. позволяет найти тензоры электрич. и магн. проницаемостей. В изотропном случае диэлектрич. проницаемость ε определяется из ур-ний

$$\frac{1}{\varepsilon(T,V)}=-4\pi\frac{\partial^2\mathscr{F}}{\partial D^2};\ \frac{1}{\varepsilon(T,p)}=-4\pi\frac{\partial^2 G}{\partial D^2};\ \frac{1}{\varepsilon(S,V)}=-4\pi\frac{\partial^2 U}{\partial D^2}.$$

Особенно эффективно применение метода П. т. в том случае, когда между параметрами существуют связи, напр. для изучения условий термодинамич. равновесия гетерогенной системы, состоящей из соприкасающихся фаз и разл. компонент. В этом случае, если можно пренебречь внеш. силами и поверхностными явлениями, ср. энергия каждой фазы есть $U_k(S_k, V_k, N^i_k)$, где N^i_k — число частиц компоненты i в фазе k. Следовательно, для каждой из фаз

$$dU_k=TdS_k-pdV_k+\sum_i\mu^i_k dN^i_k \qquad (21)$$

(μ^i_k — хим. потенциал компоненты i в фазе k). П. т. U минимален при условии, что полное число частиц каждой компоненты, полная энтропия и объём каждой фазы остаются постоянными.

Метод П. т. позволяет исследовать устойчивость термодинамич. равновесия системы относительно малых вариаций её термодинамич. параметров. Равновесие характеризуется макс. значением энтропии или минимумом её П. т. (внутр. энергии, энтальпии, свободной энергии, энергии Гиббса), соответствующих независимым в условиях опыта термодинамич. переменным.

Так, при независимых S, V, N для равновесия необходимо, чтобы была минимальна внутр. энергия, т. е. $\delta U=0$ при малых вариациях переменных и при по-

стоянстве S, V, N. Отсюда в качестве необходимого условия равновесия получаются постоянство давления и темп-ры всех фаз и равенство хим. потенциалов сосуществующих фаз. Однако для термодинамич. устойчивости этого недостаточно. Из условия минимальности П. т. следует положительность второй вариации: $\delta^2 U > 0$. Это приводит к условиям термодинамич. устойчивости, напр. к убыванию давления с ростом объёма и положительности теплоёмкости при пост. объёме. Метод П. т. позволяет установить для многофазных и многокомпонентных систем *Гиббса правило фаз*, согласно к-рому число фаз, сосуществующих в равновесии, не превосходит числа независимых компонентов более чем на два. Это правило следует из того, что число независимых параметров не может превосходить числа ур-ний для их определения при равновесии фаз.

Для построения термодинамич. теории, к-рая учитывала бы и поверхностные явления, в вариациях П. т. следует учесть члены, пропорциональные вариации поверхности соприкасающихся фаз. Эти члены пропорциональны *поверхностному натяжению* σ, к-рое имеет смысл вариац. производной любого из П. т. по поверхности.

Метод П. т. применим также и к непрерывным пространственно неоднородным средам. В этом случае П. т. являются функционалами от плотностей термодинамич. переменных, а термодинамич. равенства принимают вид ур-ний в функциональных производных.

Лит.: Ваальс И. Д. ван дер, Констамм Ф., Курс термостатики, ч. 1. Общая термостатика, пер. с нем., М., 1936; Мюнстер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971; Гиббс Дж. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984. *Д. Н. Зубарев.*

ПОТЕНЦИАЛЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — вспомогательные функции, через к-рые выражаются векторы, характеризующие эл.-магн. поле. Наиб. часто используются *векторный потенциал* $\boldsymbol{A}$ и *скалярный потенциал* φ; через них может быть представлено решение двух однородных ур-ний Максвелла $\Delta \boldsymbol{B} = 0$, $[\Delta \boldsymbol{E}] = -(1/c)\partial \boldsymbol{B}/\partial t$, не содержащих источников поля в явном виде:

$$\boldsymbol{B} = [\Delta \boldsymbol{A}], \quad \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \Delta\varphi$$

(использована гауссова система единиц). В среде, характеризующейся однородными *электропроводностью* σ, *диэлектрической проницаемостью* ε и *магнитной проницаемостью* μ, ур-ния для П. э. п. имеют вид

$$\Delta\boldsymbol{A} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial t^2} - \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \Delta\left(\Delta\boldsymbol{A} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c}\varphi + \frac{\varepsilon\mu}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) = -\frac{4\pi\mu}{c}\boldsymbol{j},$$

$$\Delta\varphi + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\Delta\boldsymbol{A} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho,$$

где $\boldsymbol{j}$ и ρ — объёмные плотности электрич. токов и зарядов. Неоднозначность введения потенциалов для одних и тех же эл.-магн. полей позволяет накладывать на П. э. п. дополнит. условия, наз. условиями калибровки (см. *Градиентная инвариантность*); это даёт возможность видоизменять (иногда упрощать) ур-ния для П. э. п.

Часто в задачах об излучении и распространении эл.-магн. волн в неполглощающих средах ($\sigma = 0$) используется потенциал Герца (см. *Герца вектор*) $\boldsymbol{\Gamma}$, через к-рый выражаются векторный и скалярный потенциалы:

$$\boldsymbol{A} = \frac{\varepsilon\mu}{c}\frac{\partial \boldsymbol{\Gamma}}{\partial t}, \quad \varphi = -\Delta\boldsymbol{\Gamma};$$

введённые т. о., они автоматически удовлетворяют условию калибровки Лоренца. Потенциал Герца удовлетворяет волновому ур-нию с электрич. поляризацией $\boldsymbol{P}$ (плотностью электрич. дипольного момента) в качестве источника в правой части:

$$\Delta\boldsymbol{\Gamma} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{\Gamma}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\boldsymbol{P}.$$

Пользуясь принципом двойственности, для полей, создаваемых источниками магн. типа ($j^{(m)}$, $\rho^{(m)}$, см. *Максвелла уравнения*), можно ввести сопряжённые обычным П. э. н. магнитные П. э. п.: $\boldsymbol{A}^{(m)}$, $\varphi^{(m)}$, $\boldsymbol{\Gamma}^{(m)}$.

В задачах статики П. э. п. $\boldsymbol{A}$ и φ ($\boldsymbol{A}^{(m)}$ и $\varphi^{(m)}$) обычно используются независимо друг от друга.

Лит. см. при ст. *Максвелла уравнения.* *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ (поверхность потенциальной энергии) молекул — зависимость внутренней (потенциальной) энергии молекулы от координат её ядер или др. координат, описывающих колебания втомов в молекуле (нормальных координат, внутр. колебат. координат типа растяжения связей и деформации валентных углов). При решении *Шрёдингера уравнения* для молекулы в *адиабатическом приближении* П. п. получается как зависимость энергии данного электронного состояния от координат ядер. В общем случае многоатомной молекулы П. п. ($3N - 6$)-мерная (N — число атомов в молекуле), для линейных молекул П. п. ($3N-5$)-мерная. Для двухатомной молекулы П. п. одномерная и наз. просто потенциальной ф-цией. В адиабатич. приближении П. п. не зависит от изотопного состава молекулы.

Существуют два способа определения П. п. Первый основан на применении методов *квантовой химии*. Неэмпирич. методы квантовой химии, учитывающие электронную корреляцию, способны качественно правильно определять форму П. п. (положение абс. и относит. минимумов, седловых точек и максимумов) и давать оценки барьеров на пути внутримолекулярных перегруппировок. Методы квантовой химии совершенствуются, и её возможности возрастают, по в наст. время (1990-е гг.) более точным методом определения параметров П. п. является решение обратной спектральной задачи. Он основан на применении эксперим. данных, найденных по колебат.-вращат. спектрам в квантовомехаиич. расчёта. При этом выражение для потенц. энергии (потенциала V) разлагают в многомерный ряд Тейлора по степеням координат ядер вблизи *равновесной конфигурации* молекулы и ограничиваются неск. первыми членами ряда в зависимости от задачи и наличия необходимого кол-ва эксперим. данных. В безразмерных нормальных иоординатах q_k, к-рые связаны с обычными нормальными координатами $Q = (hc\omega_k/\hbar^2)^{-1/2}/q_k$, этот ряд имеет вид

$$V = \frac{1}{2}\sum_k \omega_k q_k^2 + \frac{1}{3!}\sum_{i,j,k} K_{ijk} q_i q_j q_k + \frac{1}{4!}\sum_{i,j,k,l} K_{ijkl} q_i q_j q_k q_l + \ldots, \qquad (*)$$

где ω_k — частоты гармонич. колебаний, K_{ijk} — кубические, K_{ijkl} — квадратичные коэф. ангармоничности [все коэф. в (*) имеют одинаковую размерность (обычно $см^{-1}$)]; ω_k определяются экспериментально из частот колебат. переходов, а от коэф. ангармоничности зависят мн. спектроскопич. константы, также определяемые из эксперимента. Константы, характеризующие зависимость вращат. постоянных от колебат. состояния, константы, описывающие зависимость кориолисовых постоянных от вращат. состояния, и константы секстичного центробежного искажения линейно зависят от K_{ijk} и используются для их определения. Для определения K_{ijkl} служат измеряемые величины постоянных ангармоничности, описывающих зависимость квадратичных центробежных констант от колебат. состояния, и др. константы колебат.-вращат. взаимодействий высоких порядков.

Измеряемых констант для одной молекулы обычно значительно меньше, чем коэф. ряда (*). Поэтому для определения всех коэф. используются спектроскопич. константы изотопич. разновидностей данной молекулы. Для этого в (*) переходят к внутр. нелинейным колебат. координатам, не зависящим от масс атомов, в к-рых коэф. ряда (*) также не зависят от масс атомов.

Для координат, по к-рым осуществляется туннелирование между разл. равновесными конфигурациями, ряд (*) неприменим; он неприменим также для колебаний с большой амплитудой вблизи равновесной конфигурации. В этих случаях используются модельные П. п. При изучении хим. реакций и задач рассеяния применяются П. п. основного и возбуждённых состояний.

Лит. см. при ст. *Молекула, Молекулярные спектры.*

М. Р. Алиев.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ — часть энергии механич. системы, находящейся в нек-ром *силовом поле*, зависящая от положения точек (частиц) системы в этом поле, т. е. от их координат x_k, y_k, z_k или от обобщённых координат системы q_i. Численно П. э. системы в данном её положении равна той работе, к-рую произведут действующие на систему силы поля при перемещении системы из этого положения в то, где П. э. условно принимается равной нулю (нулевое положение). Из определения следует, что понятие П. э. имеет место только для системы, находящейся в потенциальном силовом поле, в к-ром работа действующих на систему сил поля зависит только от начального и конечного положений системы и не зависит от закона движения точек системы, в частности от вида их траекторий. Напр., для механич. системы, находящейся в однородном поле тяжести, если ось z направлена вертикально вверх, П. э. $\Pi = mgz_c$, где m — масса системы, g — ускорение силы тяжести, z_c — координата центра масс (нулевое положение $z_c = 0$); для двух частиц с массами m_1 и m_2, притягивающихся друг к другу по *всемирного тяготения закону*, $\Pi = -Gm_1m_2/r$, где G — гравитационная постоянная, $r = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$ — расстояние между частицами (нулевое положение $r = \infty$). Аналогично определяется П. э. двух точечных зарядов e_1 и e_2.

С силовой ф-цией $U(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots)$ П. э. связана соотношением

$$\Pi(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots) = -U(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots).$$

Следовательно, П. э. и определяет данное потенциальное силовое поле. Значение силы в любой точке поля равно градиенту П. э., взятому со знаком минус; поверхности $\Pi = \text{const}$ являются поверхностями уровня. Работа сил поля при перемещении системы из положения, где П. э. равна Π_1, в положение, где П. э. равна Π_2, будет $A_{12} = \Pi_1 - \Pi_2$.

С. М. Тарг.

Для системы материальных точек полная энергия (*Гамильтона функция*) есть сумма кинетической и П. э. Вообще говоря, это разбиение неоднозначно, но обычно полагают, что П. э.— это часть суммы, зависящая только от координат. Для систем, не имеющих непосредств. механич. аналога, П. э.— это слагаемое в выражении для полной энергии системы, зависящее только от обобщённых координат. Напр., для плотности энергии эл.-маги. поля в вакууме $(\boldsymbol{E}^2 + \boldsymbol{H}^2)/8\pi$ член $\boldsymbol{H}^2/8\pi$, не зависящий от обобщённых импульсов $\boldsymbol{E}$, играет роль П. э.

В квантовой теории ф-ция Гамильтона становится оператором Гамильтона (*гамильтонианом*). Его часть $U(\hat{q})$, зависящая только от координат (операторов) $\hat{q}$, интерпретируется как оператор П. э. Реализация оператора П. э. зависит от выбора представления; в координатном представлении — это просто оператор умножения на числовую ф-цию $U(q)$. В др. представлениях вид оператора П. э. может быть более сложным: напр., в импульсном представлении — это дифференц. оператор $U(\partial/\partial p)$.

В. П. Павлов.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА — короткодействующий потенциал взаимодействия частиц, отвечающий их притяжению. Термин «П. я.» происходит от вида графика, изображающего зависимость потенц. энергии U частицы в силовом поле от её положения в пространстве (в случае одномерного движения — от координаты x). Характеристиками П. я. являются её ширина a (расстояние, на к-ром проявляется действие сил притяжения) и глубина U_0, равная разности между значением потенц. энергии на бесконечно большом расстоянии (обычно принимаемым за нуль) и её мин. значением внутри ямы (рис. 1). Примером П. я. может служить

Рис. 1. Схематическое изображение потенциальной ямы $U(x)$ ($\mathscr{E}$ — полная энергия частицы).

потенциал притяжения между протоном и нейтроном, экспоненциально убывающий с увеличением расстояния между ними.

В классич. механике частица с энергией $\mathscr{E} < 0$ не сможет вылететь из П. я. и будет всё время двигаться в огранич. области пространства внутри ямы (между двумя классич. точками остановки $U_0 = \mathscr{E}$). Положение частицы на «дне» ямы отвечает устойчивому равновесию и соответствует нулевой кинетич. энергии частицы. Если $\mathscr{E} > 0$, то частица преодолевает действие сил притяжения и свободно покидает яму. Пример — движение упругого шарика, находящегося в поле сил земного притяжения, в обычной яме с жёсткими пологими стенками (рис. 2).

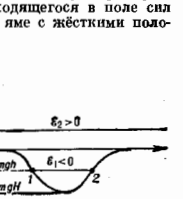


Рис. 2. Шарик массы m с энергией $\mathscr{E}_1 < 0$ не может покинуть яму глубиной $U_0 = -mgH$ (g — ускорение свободного падения, H — высота обычной ямы, в которую попал шарик) и будет совершать колебания между точками 1 и 2 (если пренебречь трением), поднимаясь лишь до высоты $h = H - |\mathscr{E}_1|/mg$ над дном потенциальной ямы. Если энергия шарика $\mathscr{E}_2 > 0$, то он покинет яму и уйдёт на бесконечность с постоянной скоростью v, определяемой из соотношения $mv^2/2 = \mathscr{E}_2$.

В квантовой механике, в отличие от классической, энергия частицы, находящейся в связанном состоянии в П. я., может принимать лишь определённые дискретные значения, т. е. существуют дискретные уровни энергии. Однако дискретность уровней становится заметной лишь для систем, имеющих микроскопич. размеры и массы. По порядку величины расстояние $\Delta\mathscr{E}$ между уровнями для частицы массы m в «глубокой» яме шириной a определяется величиной $\Delta\mathscr{E} \sim \hbar^2/ma^2$. Наинизший (основной) уровень энергии лежит выше «дна» П. я. (см. *Нулевая энергия*). В П. я. малой глубины ($U_0 \lesssim \hbar^2/ma^2$), имеющей вид, изображённый на рис. 3, связанное состояние может вообще отсутствовать. Так, протон и нейтрон с антипараллельными спинами не образуют связанной системы, несмотря на существование сил притяжения между ними. Аналогичным образом не существует связанного состояния двух нейтронов — бинейтрона. В то же время при взаимодействии нейтрона и протона с параллельными спинами параметры П. я. допускают существование одного слабо связанного состояния — дейтрона.

Для случая одномерной П. я. (в отсутствие сил отталкивания) всегда существует по крайней мере одно связанное состояние. Аналогичная ситуация имеет

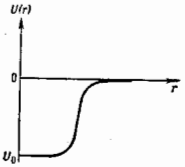


Рис. 3. Потенциальная яма в трехмерном случае. При $r = 0$ потенциал имеет характер бесконечной «стенки», отталкивающей частицу.

место для двумерной П. я., что имеет важное значение для существования куперовских пар (см. *Купера эффект*).

При наличии сил отталкивания (П. я. типа кратера вулкана) связанное состояние может отсутствовать и в одномерном случае.

Рассеяние медленных частиц на П. я. ($ka \ll 1$, где $k = 1/\lambda$ — волновое число) может быть описано в рамках т. н. теории эфф. радиуса, использующей параметры П. я. (независимо от её конкретной формы).

Лит. см. при статьях *Квантовая механика, Квазиклассическое приближение, Твёрдое тело, Ядро атомное.*

С. С. Герштейн.

ПОТЕНЦИА́ЛЬНОЕ РАССЕ́ЯНИЕ частиц — рассеяние частиц, в процессе к-рого не возникает промежуточной стадии образования компаунд-системы (рассеивающий центр + частица) с последующим её распадом. В отличие от резонансного рассеяния характеризуется плавной зависимостью его сечения от энергии частиц. См. *Рассеяние микрочастиц, Рассеяние нейтронов.*

ПОТЕНЦИА́ЛЬНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — безвихревое движение жидкости или газа, при к-ром каждый малый объём деформируется и перемещается поступательно, но не имеет вращения (вихря). При П. т. проекции скорости v частицы жидкости на оси координат представляются в виде частных производных

$$v_x = \frac{\partial\varphi}{\partial x},\quad v_y = \frac{\partial\varphi}{\partial y},\quad v_z = \frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

от ф-ции φ координат и времени, наз. **потенциалом скорости** течения. Движение реальных жидкостей и газов будет потенциальным в тех областях, в к-рых действие сил вязкости ничтожно мало по сравнению с действием сил давления (жидкость считается идеальной) и в к-рых нет завихрений, образовавшихся за счёт срыва со стенок пограничного слоя или за счёт неравномерного нагревания. Необходимыми и достаточными условиями потенциальности течения являются равенства

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial v_y}{\partial x},\quad \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial x},\quad \frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial y}.$$

Простейшими примерами П. т. служат поступат. течение с пост. скоростью v_{x0} вдоль оси x ($v_x = v_{x0}$, $v_y = v_z = 0$, потенциал $\varphi = v_{x0} \cdot x + \text{const}$), а также источник и сток в пространстве, для к-рых $\varphi = -Q/4\pi r$, где Q — постоянная ($Q = \text{const}$) или переменная ($Q = Q(t)$) мощность источника (стока), $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние от начала координат. При $Q > 0$ жидкость вытекает из начала координат во всех направлениях (точечный источник), а при $Q < 0$ — втекает в начало координат (сток).

Движение идеальной жидкости, возникшее из состояния покоя, будет потенциальным; будучи потенциальным в к.-л. момент времени, оно будет потенциальным и в последующее время, если давление зависит только от плотности и массовые силы являются консервативными (см. *Консервативная система*). Движение идеальной несжимаемой (плотность $\rho = \text{const}$) жидкости, вызванное мгновенным приложением импульсных давлений (внезапное движение погружённого тела, удар тела о поверхность жидкости), будет также потенциальным.

Для П. т. дифференц. ур-ния движения идеальной жидкости приводятся к интегралу Лагранжа — Коши:

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \Pi + \int\frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2}\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right) = f(t), \qquad (1)$$

где Π — потенц. энергия поля массовых сил, приходящаяся на единицу массы, $f(t)$ — произвольная ф-ция от времени t.

Для установившегося движения соотношение (1) принимает вид

$$\Pi + \int\frac{dp}{\rho} + \frac{v^2}{2} = C, \qquad (2)$$

где C — постоянная для всей области П. т. сжимаемой жидкости. Т. о., для изучения П. т. достаточно определить потенциал скоростей с помощью *неразрывности уравнения*, соотношения (2) и ур-ния физ. состояния. Для несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

и поэтому изучение П. т. сводится к решению ур-ния Лапласа

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0$$

с учётом граничных условий на твёрдых стенках и на свободной поверхности (условий безотрывности обтекания твёрдых стенок и условия постоянства давления на свободной поверхности).

Для плоскопараллельного П. т. несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности позволяет ввести ф-цию тока ψ

$$v_x = \frac{\partial\psi}{\partial y},\quad v_y = -\frac{\partial\psi}{\partial x},$$

к-рая в комбинации с потенциалом скоростей φ составляет комплексный потенциал $W = \varphi + i\psi$, представляющий ф-цию от комплексного переменного $z = c + iy$. С помощью комплексного потенциала скоростей изучаются безотрывное обтекание плоского контура, струйное обтекание стенок и волновое движение. Безотрывное П. т. вокруг плоского контура может быть бесциркуляционным или циркуляционным. В первом случае результирующее воздействие жидкости на плоский контур равно нулю (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*), во втором — результирующее воздействие потока жидкости на контур сводится к *подъёмной силе*, а в случае струйного П. т. вокруг плоского контура — к силе сопротивления, пропорциональной квадрату скорости.

П. т. имеет место также при движениях сжимаемой жидкости или газа, представляющих собой малые возмущения нек-рого известного состояния равновесия или движения, напр. при распространении звука в среде; при этом малый избыток давления над давлением в состоянии равновесия среды связан с потенциалом скоростей соотношением $p = -\rho_0\partial\varphi/\partial t$, а из ур-ния неразрывности в случае, когда потенциал массовых сил не зависит от времени, получается волновое ур-ние

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = c^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right),$$

где c — скорость распространения звука, вычисленная для невозмущённого состояния покоя: $c^2 = (dp/d\rho)_0$. Для П. т. газа при адиабатич. законе дифференц. ур-ние для потенциала скоростей становится нелинейным, но с помощью преобразования С. А. Чаплыгина оно приводится к линейному ур-нию, разрешаемому в ряде случаев.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, 6 изд., ч. 1, М., 1963; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1—2, М., 1983—84.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ СИЛЫ — поле сил $F(q)$, заданное в области Q *конфигурационного пространства* как градиент скалярной ф-ции: $F = -\mathrm{grad}\,U(q)$, где $q = q_1,\ldots,q_n$ (обобщённые) координаты, $U(q)$ — *потенциальная энергия*. Работа П. с. по любому замкнутому контуру в Q, стягиваемому в точку, равна нулю. Признаком потенциальности сил является обращение в нуль их ротора, $\mathrm{rot}\,F = 0$.

В. П. Павлов.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР — область повышенного значения потенциальной энергии, разделяющая области с пониженным её значением (*потенциальные ямы* и долины). Классич. система может преодолеть П. б., получив извне необходимое кол-во энергии. Такой способ преодоления барьера носит назв. активационного. Если система находится в равновесии с термостатом при темп-ре T, много меньшей мин. высоты Δ П. б., то термоактивац. процесс с подавляющей вероятностью перебрасывает систему через П. б. в малой окрестности перевальной точки, к-рой соответствует высота Δ. Вероятность w термоактивац. процесса определяется ф-лой

$$w = \nu \exp(-\Delta/T),$$

где предэкспоненц. множитель зависит от деталей динамич. и релаксац. процессов вблизи точки перевала, но экспонента является универсальной.

Квантовая механика допускает возможность проникновения сквозь П. б. частицы (системы), обладающей энергией $\mathcal{E} < \Delta$ вследствие неопределённости энергии за конечный промежуток времени. Такой процесс наз. квантовым туннелированием (см. *Туннельный эффект*). Представление о квантовом туннелировании впервые введено Дж. Гамовом (G. Gamov) в 1927 для объяснения α-распада радиоакт. ядер.

В. Л. Покровский.

ПОТЕРИ МАГНИТНЫЕ — эл.-магн. энергия, превращающаяся в теплоту в образце магнитоупорядоченного вещества при его *перемагничивании* перем. магн. полем H. Существует неск. механизмов П. м. Наиб. универсальный из них, характерный для широкого класса магнитоупорядоченных веществ, связан с *гистерезисом магнитным*. При цикличе. перемагничивании образцов в результате отставания изменения намагниченности M от изменения H, связанного с общими причинами магн. гистерезиса, зависимость M от H в координатах H, M имеет вид замкнутых петель (петли гистерезиса). Это означает, что лишь часть энергии, передаваемая образцу внеш. полем при намагничивании, возвращается им при размагничивании. Др. часть превращается в теплоту, теряется. Мерой теряемой энергии служит площадь петли. Эти потери, существующие даже при квазистатич. перемагничивании, наз. гистерезисными потерями (ГП). При расчёте на один цикл перемагничивания плотность энергии Q_Γ, связанная с ГП, может быть определена по ф-ле

$$Q_\Gamma = \oint H dM, \qquad (1)$$

где интегрирование ведётся по замкнутой петле гистерезиса. Часто вводят также мощность потерь в единице объёма $W_\Gamma = fQ_\Gamma$ (f — частота изменения магн. индукции) и уд. потери $P_\Gamma = W_\Gamma/\rho$, где ρ — плотность вещества.

В проводящих ферромагнетиках, в частности в таких практически важных, как эл.-техн. сталь, помимо ГП важную роль играют также потери на вихревые токи. Механизм возникновения таких токов и ферромагн. металлах связан с изменением магн. индукции B за счёт движения доменных стенок (ДС) под действием H. В процессе динамич. перемагничивания ДС, смещаясь, могут сильно изгибаться, а доменная структура — дробиться и коренным образом перестраиваться. Всё это решающим образом сказывается на той части уд. П. м. $P_в$, к-рая обусловлена вихревыми токами. Экспериментально установлено, что $P_в$ нелинейным образом зависит от частоты f и ширины доменов L, а также имеет немонотонную зависимость от угла между *осью лёгкого намагничивания* и направлением H. Расчёт $P_в$ представляет большие трудности (из-за сложности учёта динамики ДС) и может быть выполнен лишь в простейших случаях, напр. для очень тонкого проводящего ферромагн. монокристаллич. листа с плоскостью поверхности, параллельной кристаллографич. плоскости типа [110]. В случае перемагничивания этого листа вдоль направления [100], лежащего в плоскости его поверхности, приближённый расчёт даёт

$$\frac{P_в}{P_в^{кл}} \approx 1{,}63\frac{L}{d}, \quad P_в^{кл} = \frac{1}{6}\frac{(\pi f d B_m)^2}{\rho_\Gamma c^2}, \qquad (2)$$

где $P_в^{кл}$ — т. н. классич. П. м., вычисленные без учёта влияния ДС, B_m — амплитудное значение индукции, c — скорость света, d — толщина кристалла, ρ_Γ — уд. электрич. сопротивление. Из ф-лы (2) следует, что при прочих равных условиях $P_в$ тем меньше, чем меньше L. Детальный учёт динамики ДС даёт для полных потерь $P = P_\Gamma + P_в$ результаты, согласующиеся с экспериментом, и тем самым решает проблему т. н. дополнит. потерь (отличие величины $P_\Gamma + P_в^{кл}$ от измеренных уд. потерь).

В поликристаллич. магнитоупорядоченных веществах бо́льшая часть П. м. приходится на P_Γ. Для уменьшения P_Γ в сталях обычно создают *магнитную текстуру*. Однако при высокосовершенной текстуре велик размер кристаллич. зёрен, а следовательно велико L, что отрицательно сказывается на $P_в$. Т. о., для уменьшения P необходима оптим. текстура. $P_в$, а также P немонотонно зависят от угла наклона β плоскости листа к плоскости [110]. Наим. значение полных П. м. соответствует углу $\beta \approx 2{-}3°$ при отсутствии разориентации кристаллов в плоскости листа. Для уменьшения $P_в$ на листы эл.-техн. стали наносят магнитоактивные покрытия, к-рые не только выполняют роль электроизоляции, но и при соответствующем подборе коэф. термич. расширения приводят также к растяжению листов, что уменьшает $P_в$ и снижает P.

Обычно внизу справа у буквы, обозначающей П. м., пишут дробный индекс. Числитель его указывает индукцию в *теслах*, знаменатель — частоту в *герцах*. Так, $P_{1,7/50}$ — это уд. П. м., измеренные при индукции 1,7 Тл и частоте 50 Гц. В лучших марках стали, выпускаемых в мире, $P_{1,7/50} = 0{,}82$ Вт/кг при толщине листа 0,22 мм.

В неметаллич. ферромагнетиках помимо гистерезисных потерь иногда оказываются существенными потери, связанные с раэл. процессами релаксации магн. момента: спин-спиновой релаксации и спин-решёточной релаксации (см. *Релаксация магнитная*).

Лит.: Дружинин В. В., Магнитные свойства электротехнической стали, 2 изд., М., 1974; Зайкова В. А., Филиппов Б. Н., Шур Я. С., Доменная структура и электромагнитные потери в трансформаторной стали, в сб.: Структура и свойства электротехнической стали, Труды ИФМ, в. 33, Свердловск, 1977; Филиппов Б. Н., Таскаев А. П., Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М., 1987.

Б. Н. Филиппов.

ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ — отношение энергии, переносимой эл.-магн. излучением через к.-л. поверхность, ко времени переноса, значительно превышающему период эл.-магн. колебаний. П. и.— синоним понятия мощность излучения; характеризует энергию излучения, распространяющегося внутри нек-рого телесного угла через к.-л. поверхность в единицу времени. П. и. измеряется в Вт и оценивается по действию излучения на неселективный спектрально-избират. приёмник. В метрологии таким приёмником, как правило, служит налориметр с приёмным элементом в виде чер-

ённой полости, коэф. поглощения к-рой близок к единице и с достаточной для практич. целей точностью не зависит от длины волны λ. Для характеристики действия оптич. излучения на селективный приёмник (глаз человека, биол. объект и т. п.) пользуются понятием редуцированного П. и., примером к-рого является *световой поток*, характеризующий действие излучения на глаз человека и измеряемый в люменах (лм). Отношение П. и. к.-л. монохроматич. излучения к содержащемуся в нём световому потоку наз. *механическим эквивалентом света*; 1 Вт излучения с $\lambda = 555$ нм соответствует световой поток, равный 683 лм.

Лит.: ГОСТ 26148—84. Фотометрия. Термины и определения; Гуревич М. М., Фотометрия, 2 изд., Л., 1983.

М. А. Бухштаб.

ПРАВИЛА СУММ — теоретич. соотношения, фиксирующие значение нек-рой суммы (интеграла) *матричных элементов*, характеризующих переходы между состояниями рассматриваемой системы. Широкое применение П. с. в физике связано с тем, что во мн. случаях из теоретич. соображений удаётся вычислить лишь нек-рую сумму физ. матричных элементов, но каждый отд. члев суммы теоретически не вычисляется. Однако он может быть измерен экспериментально. Т. о. возникает возможность проверки теоретич. принципов, лежащих в основе конкретного класса П. с.

Правила сумм в квантовой механике и квантовой теории поля. По-видимому, существование П. с. обусловлено вероятностным характером предсказаний квантовой мехвники. Простейшим и наиб. фундаментальным П. с. является утверждение о том, что полная вероятность найти систему в одном из возможных состояний равняется единице. В более общем виде это утверждение представляется в форме условия полноты базисного вабора *векторов состояний*:

$$I=\sum_{\xi}|\xi\rangle\langle\xi|, \qquad (1)$$

где I — единичный оператор, $|\xi\rangle$ — вектор состояния, описывающий систему в состоянии с полным набором собств. значений ξ, причём ξ может пробегать как дискретный, так и непрерывный ряд значений; $\langle\xi|$ — комплексно сопряжённый вектор («кет» и «бра» векторы Дирака).

Вывод П. с. подразумевает переход от операторного соотношения (1) к матричным элементам. Стандартным приёмом служит рассмотрение нек-рого *перестановочного соотношения*, напр.:

$$[\hat{x}_k, \hat{p}_l]=i\delta_{kl}, \ [\hat{x}_k, \hat{H}]=\frac{i\hat{p}_k}{m}, \qquad (1а)$$

где $\hat{x}_k$, $\hat{p}_l$ $(k,l = 1,2,3)$ — операторы компонент координаты и импульса, $\hat{H}$ — гамильтониан, m — масса (здесь и далее постоянная Планка $\hbar$ принята равной единице). Обращаясь к матричному элементу (1а) по нек-рому состоянию j и пользуясь (1), получаем П. с.

$$\sum_f\langle j|\hat{x}_k|f\rangle\langle f|\hat{p}_l|j\rangle-\langle j|\hat{p}_l|f\rangle\langle f|\hat{x}_k|j\rangle=i\delta_{kl}, \qquad (2)$$

где

$$\langle f|\hat{x}_k|j\rangle(\varepsilon_f-\varepsilon_j)=-\frac{i}{m}\langle f|\hat{p}_k|j\rangle,$$

здесь $\varepsilon_{f,j}$ — энергии состояний $|f\rangle$, $|j\rangle$ (М. Борн, М. Вогт, В. Гейзенберг, W. Heisenberg, П. Иордан, P. Jordan, 1926).

Наиб. известным частным случаем соотношений (2) является П. с. Томаса — Райхе — Кюна (W. Thomas, F. Reiche, W. Kühn, 1925) для вероятностей дипольных (излучательных) радиац. *квантовых переходов* в атомах:

$$\sum_n\omega_n|\langle 1S|d|nP\rangle|^2=3r_0^2,$$

где вектор $|1S\rangle$ описывает атом в осн. состоянии $1S$, $|nP\rangle$ описывает атом в P-состоянии с гл. квантовым числом n; $r_0=(e^2/m_p)^{1/3}$ — классич. радиус электрона, ω_n — частота перехода $nP\to 1S$, $d_k=ex_k$. Если выразить вероятности переходов через соответствующие силы осцилляторов, получим др. форму записи П. с. Томаса — Райхе — Кюна (см. *Сила осциллятора*).

Подобный метод вывода П. с. получил широкое распространение в физике адронов. Исходными при этом являются перестановочные соотношения между операторами разл. векторных (см. *Векторный ток*) и *аксиальных токов* адронов, или *алгебра токов*. Необходимость обращения к вспомогат. объектам — токам связана с тем, что наблюдаемые адроны не являются фундам. объектами и с точки зрения *квантовой теории поля* описываются сложной (и неизвестной) волновой ф-цией элементарных составляющих — *кварков* и *глюонов*. Что касается токов, то они, с одной стороны, являются простыми билинейными комбинациями фундам. полей кварков, с др. стороны — их матричные элементы могут быть измерены в слабых и эл.-магн. переходах между адронами. В частности, рассмотрение перестановочных отношений между компонентами *электромагнитного тока* адронов приводит к П. с. Дрелла — Хёрна — Герасимова (S. Drell, A. Hearn, С. Б. Герасимов, 1966):

$$\int_0^\infty\frac{d\nu}{\nu}\,[\sigma_P(\nu)-\sigma_A(\nu)]=\frac{2\pi^2}{m_p^2}\,k_p^2,$$

где $\sigma_{P,A}$ — полное *сечение* взаимодействия фотона (с энергией ν) с поляризов. протоном; причём спин протона параллелен (P) или антипараллелен (A) спину протона, k_p — *аномальный магнитный момент* протона $(k_p\approx 1{,}79)$, m_p — масса протона.

Возможности эксперим. проверки П. с., следующих из алгебры токов, значительно облегчаются применением гипотезы *аксиального тока частичного сохранения*:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}\,A_\mu^I(x)=m_\pi^3F_\pi\pi(x), \qquad (3)$$

где $A_\mu^I(x)$ — аксиальный ток кварков в состоянии с изотопич. спином $I=1$, F_π — константа распада $\pi\to\mu\nu_\mu$, m_π — масса π-мезона, $\pi(x)$ — поле π-мезона. Предполагается также, что 4-импульс, переносимый током, близок к нулю. Соотношение (3) позволяет во мн. случаях перейти от матричных элементов аксиального тока, к-рые экспериментально известны лишь в небольшом числе случаев, к амплитудам с участием π-мезонов.

Наиб. известным следствием алгебры операторов аксиальных токов и гипотезы частичного сохранения аксиального тока является правило сумм Адлера — Вайсбергера (S. Adler, W. Weisberger, 1965):

$$\int_{m_\pi}^\infty\frac{k\,d\nu}{\nu^2}\,[\sigma_{\pi^+p}(\nu)-\sigma_{\pi^-p}(\nu)]=\frac{g_{mn}^2\pi}{2m_p^2}\left(1-\frac{1}{g_A^2}\right), \qquad (4)$$

где k, ν — импульс и энергия π-мезона в лаб. системе, $\sigma_{\pi^\pm p}$ — полное сечение взаимодействия $\pi^\pm$ с протоном, g_A — аксиальная константа *бета-распада нейтрона* $(g_A\approx -1{,}2)$, $g_{\pi n}$ — константа связи π-мезона с нуклоном $(g_{\pi n}\approx 14{,}6)$.

Особенно наглядный характер имеют П. с. в модели *партонов* Р. Фейнмана (R. Feynman, 1970). Так, для заряда протона можно написать

$$\int_0^1\frac{dx}{x}\left[\frac{2}{3}\,u(x)-\frac{2}{3}\,\bar{u}(x)-\frac{1}{3}\,d(x)+\frac{1}{3}\,\bar{d}(x)-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{3}\,s(x)+\frac{1}{3}\,\bar{s}(x)\right]=1, \qquad (5)$$

где u, $\bar{d}$, s ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$) — ф-ции распределения u-, d-, s-кварков (антикварков) в протоне, x — доля импульса протона, приходящаяся на партон; нормировка такова, что каждый член в левой части (5) имеет смысл числа соответствующих кварков (антикварков). Ф-ции распределения кварков могут быть выражены через сечения *глубоко неупругих процессов* и доступны непосредств. эксперим. определению. П. с. (5) позволяют убедиться, что целочисленный заряд адронов составлен из дробных зарядов кварков. В 1988 с помощью подобных соотношений измерена доля спина протона, приходящаяся на кварки. Оказалось, что, вопреки наивным ожиданиям, она близка к нулю. Этот результат получил назв. «спинового кризиса» и указывает на необходимость учёта вклада глюонов в спин нуклона. Более конкретной формулировкой «спинового кризиса» является близость к нулю матричного элемента от изотопически синглетного аксиального тока по протону:

$$\langle p|\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u+\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d+\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|p\rangle=(0\pm 0,2)\bar{p}\gamma_\mu\gamma_5 p,$$

где γ_μ, γ_5 — *Дирака матрицы*, p — волновая ф-ция протона; u, d, s — волновые ф-ции кварков.

П. с. для адронов имеют, строго говоря, интегральный характер, поскольку спектр в рассеянии частиц непрерывен. Однако реально в П. с. доминируют, как правило, *резонансы* с наименьшей массой. Так, в П. с. Адлера — Вайсбергера (4) в интеграле от разности сечений наиб. велик вклад изобары Δ_{33} (1240). Поэтому было предложено много П. с., в к-рых интегралы заменяются на суммы вкладов резонансов, причём в суммах оставляют 1—2 первых члена. По-видимому, наиб. известным примером такого рода является П. с. Вайнберга (S. Weinberg, 1967) для сечений *аннигиляции* $\tilde{\nu}_e e^-$ в адроны. Из этих П. с. следует, в частности, соотношение между массами ρ- и A_1-мезонов:

$$m^2_{A_1}\approx 2m^2_\rho,$$

к-рое хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Обнаруженная эмпирически возможность аппроксимации кривых для сечений вкладов отд. резонансов получила наиб. общее выражение в принципе *дуальности*. Согласно этому принципу, сечения могут вычисляться либо как гладкие кривые в простых, прежде всего партонных, моделях, либо как вклад резонансов. Результаты должны совпадать после усреднения вкладов резонансов по нек-рому характерному интервалу энергий (порядка 1 ГэВ). В частности, Дж. Сакураи (J. Sakurai, 1973) предложил след. форму сечения $\sigma_{had}(s)$ аннигиляции e^+e^- в адроны:

$$\sigma_{had}(s)=\frac{12\pi}{s}\sum_V\frac{m_V^2\Gamma_V^2}{(s-m_V^2)^2+m_V^2\Gamma_V^2},$$

где s — квадрат полной энергии в системе центра инерции, сумма берётся по векторным мезонам, m_V — масса мезона, Γ_V — ширина его распада на e^+e^-. Предполагается далее, что при $s\to\infty$ сумма по векторным мезонам стремится к константе. Значение константы должно быть нормировано на вклад низшего состояния (ρ-мезона). П. с., следующие из принципа дуальности, хорошо согласуются с экспериментом.

Принцип дуальности получил теоретич. обоснование и точную формулировку в рамках *квантовой хромодинамики* (КХД). Эфф. *константа взаимодействия* КХД мала только на малых расстояниях. Связывание же кварков и глюонов в адроны происходит на расстояниях, где взаимодействие становится сильным, в результате чего ещё не удалось найти аналитич. методы вычисления характеристик адронов. Поэтому метод П. с. в приложениях к КХД и физике адронов имеет принципиальный характер. В качестве примера применения П. с. в КХД рассмотрим амплитуду перехода фотона в адроны и обратно. Эта амплитуда является аналитич. ф-цией единственной переменной — квадрата 4-импульса фотона q^2. Если $q^2>4m_q^2$ (m_q — масса кварка), то возможен реальный распад фотона в адроны. Это означает, что амплитуда имеет мнимую часть. Мнимую часть не удаётся вычислить в КХД, но её можно определить экспериментально, измеряя сечение аннигиляции e^+e^- (через виртуальный фотон) в адроны. *Дисперсионных соотношений метод* позволяет определить интересующую нас аналитич. ф-цию q^2 при любых q^2 через её мнимую часть.

Рассмотрим большие отрицательные q^2, $q^2\equiv -Q^2<0$. Согласно *неопределённостей соотношениям*, переход в адроны или кварки в этом случае возможен лишь на короткое время $\Delta t\sim (Q^2)^{-1/2}$. Поскольку теперь речь идёт о физике малых расстояний, то амплитуду диссоциации фотона и кварки при больших Q^2 можно вычислить аналитически, пользуясь *возмущений теорией* по малой эфф. константе взаимодействий КХД. Вычисляя эти же величины с помощью дисперсионных соотношений, получаем П. с. для сечений аннигиляции e^+e^- в адроны. Поскольку Q^2 можно менять непрерывно, то возникает непрерывное семейство П. с. Существуют разные формы записи подобных П. с. В качестве примера приведём П. с. для аннигиляции e^+e^- в адроны с полным изотопич. спином $I=1$, полученные А. И. Вайнштейном, В. И. Захаровым, М. А. Шифманом (1978):

$$\int ds\exp(-s/M^2)R^{I=1}(s)\approx$$

$$\approx\frac{3}{2}M^2\Big[1+\frac{\pi^2}{3}\frac{\langle 0\left|\frac{\alpha_s}{\pi}\left(G^a_{\mu\nu}\right)^2\right|0\rangle}{M^4}-$$

$$-\frac{14\cdot 32}{81M^6}\Big|\langle 0|\alpha_s^{1/2}\bar{q}q|0\rangle\Big|^2+\dots\Big],\qquad(6)$$

где «...» означает члены более высокого порядка по M^{-2}, чем выписанные явно; M^{-2} — произвольный параметр; рааумно выбирать M^2 не менее той величины, при к-рой члены M^{-4}, M^{-6} становятся сравнимы с единицей; s — квадрат энергии в системе центра инерции e^+e^-; $R^{I=1}(s)$ — полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны с $I=1$ в единицах сечения $e^+e^-\to\mu^+\mu^-$; α_s — константа сильного взаимодействия; $G^a_{\mu\nu}$ — напряжённость глюонного поля (a — индекс цвета, $a=1,\dots,8$); *вакуумное среднее* $\alpha_s\langle(G^a_{\mu\nu})^2\rangle$ имеет смысл интенсивности непертурбативных (не описываемых в рамках теории возмущений) вакуумных полей; q — поле лёгкого кварка, $q=u,d$. В отличие от $\langle(G^a_{\mu\nu})^2\rangle$, *вакуумный конденсат* кварковых полей $\langle\bar{q}q\rangle$, к-рый также входит в (6), был введён в рассмотрение ранее в связи со спонтанным нарушением *киральной симметрии*.

Отметим, что в пределе $M^2\to\infty$ из соотношения (6) следует $R^{I=1}(s)\to 3/2$ при $s\to\infty$. С др. стороны, если брать возможно меньшие значения M^2, то из-за обрезающего фактора $\exp(-s/M^2)$ интеграл от сечения насыщается при относительно небольших s. Продвижение в область малых M^2 ограничивается требованием законности отбрасывания в правой части (6) членов след. порядка по M^{-2}. Численный анализ показывает возможность выбора таких малых M^2, что интеграл от сечения на 90% насыщается вкладом одного ρ-мезона. Так возникает эфф. теория одного отд. резонанса в КХД.

Лит.: Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; Bernstein J., Elementary particles and their currents, S. F.— L., 1968, ch. 12; Novikov V. A. и др., Charmonium and gluons, «Phys. Repts», 1978, v. 41C, № 1. *В. И. Захаров.*

Правила сумм в статистич. физике. Основой вывода и применения П. с. в этом случае являются спектральные представления двухвременных корреляц. ф-ций (см. *Грина функция* в статистич. физике)

$$\langle [A(t),B(t')]\rangle \equiv \langle A(t)B(t')-\eta B(t')A(t)\rangle = \\ = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(\omega)[\exp(\beta\omega\hbar)-\eta]\exp[-i\omega(t-t')]d\omega. \quad (7)$$

Здесь $A(t)$, $B(t')$ — операторы в *Гейзенберга представлении*, $\eta = \pm 1$, $\beta = 1/kT$, $\langle \ldots \rangle$ — обозначает усреднение по *большому каноническому распределению Гиббса*, $\langle A\rangle = \mathrm{Sp}(\rho A)/\mathrm{Sp}\rho$, $\rho = \exp[-\beta(H-\mu N)]$ — статистич. оператор (Sp — символ суммы диагональных матричных элементов оператора), H — оператор Гамильтона, μ — хим. потенциал, N — оператор числа частиц. *Спектральная плотность*

$$I_{BA}(\omega) = \sum_{l,m}\langle m|B|l\rangle\langle l|A|m\rangle\delta(\hbar\omega-\mathscr{E}_m+\mathscr{E}_l) \quad (8)$$

обобщает соотношение (2) при получении П. о. для произвольной пары операторов динамич. переменных [$\mathscr{E}_m$, $\mathscr{E}_l$ — собств. значения гамильтониана H, соответствующие векторам состояния $|m\rangle$ и $|l\rangle$, $\delta(\hbar\omega-\mathscr{E}_m+\mathscr{E}_l)$ — дельта-функция].

Простейшие П. с. получаются из (7) при $t'=t$:

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(\omega)\{\exp(\beta\omega\hbar)-\eta\}d\omega = \langle [A,B]\rangle.$$

Дифференцируя n раз по t (или t') и полагая $t=t'$, можно получить бесконечный набор П. с.

$$\frac{(-i\hbar)^n}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\omega^n I_{BA}(\omega)\{\exp(\beta\omega\hbar)-\eta\}d\omega = \\ = \left\langle \left[\frac{\partial^n A(t)}{\partial t^n},\, B(t')\right]\right\rangle_{t=t'} \quad (9)$$

выражающих моменты спектральной плотности через одноврем. корреляц. ф-ции. Правые части этих соотношений вычисляются точно, т. к. $\partial A/\partial t = -i\hbar^{-1}[A,H]$, где $\eta = 1$, тогда $\partial^n A(t)/\partial t^n$ представляет собой n-кратный коммутатор. Выражение (9) используется для практ. построения спектральной плотности $I_{BA}(\omega)$ в виде разложения по моментам, а также проверки корректности аппроксимаций $I_{BA}(\omega)$. П. с. эффективно служит для описания свойств обобщённой восприимчивости системы $\chi_{BA}(k,\omega)$, для к-рой справедливо спектральное представление

$$\chi_{BA}(k,Z) = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{I_{BA}(k,\omega')\{\exp(\beta\omega'\hbar)-1\}d\omega'}{\omega'-Z}, \quad (10)$$

где $Z=\omega+i\varepsilon$, $\varepsilon\to 0$ в соответствии с принципом причинности. Ф-ция (10) описывает линейную реакцию системы на обобщённое внеш. поле, зависящее от координаты $\boldsymbol{r}$ и времени t и характеризующееся частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$. Применение асимптотич. разложения $(1-\omega/Z)^{-1} = 1+\sum_{n=1}^{\infty}\omega^n/Z^n$ даёт выражение для ВЧ-восприимчивости

$$\chi_{BA}(k,Z) = \sum_{n=1}^{\infty} Z^{-n}\chi_{BA}^{n-1}(k),$$

где для моментов $\chi_{BA}^{n-1}(k)$ существуют П. с., аналогичные (9):

$$\chi_{BA}^{n-1}(k) = \int_{-\infty}^{\infty}\omega^{n-1} I_{BA}(k,\omega)\{\exp(\beta\omega\hbar)-1\}d\omega.$$

Из спектрального представления (10) следует формулировка флуктуационно-диссипативной теоремы, являющейся обобщением *Крамерса — Кронига соотношений* на случай конечных темп-р и связывающей действительную χ' и мнимую χ'' части обобщённой восприимчивости:

$$\chi'_{BA}(k,\omega) = \mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(k,\omega')\{\exp(\beta\omega'\hbar)-1\}\,(\omega'-\omega)^{-1}d\omega';$$

$$\chi''_{BA}(k,\omega) = \pi I_{BA}(k,\omega)\{\exp(\beta\omega\hbar)-1\},$$

где P — символ гл. значения интеграла, поэтому

$$\chi'_{BA}(k,\omega) = \pi^{-1}\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty}\chi''_{BA}(k,\omega)(\omega'-\omega)^{-1}d\omega'.$$

Статич. предел ($\omega = 0$) даёт П. с. для неоднородной восприимчивости $\chi'_{BA}(k)$:

$$\chi'_{BA}(k) = \pi^{-1}\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty}\chi''_{BA}(k,\omega)\omega^{-1}d\omega. \quad (11)$$

В однородном пределе ($k=0$, $\omega=0$) могут быть получены термодинамические П. с. При $k\to 0$, $\omega\to 0$ величина χ'_{BA} является измеряемой на опыте адиабатической (при пост. энтропии S) восприимчивостью χ^{S}_{BA} (*реакции функция*), характеризующей изменение (реакцию) физ. величины (или оператора) A на действие постоянного и однородного внеш. поля, термодинамически сопряжённого внутр. параметру B. Для большинства эргодических физ. величин (см. *Эргодическая гипотеза*) χ^{S}_{BA} совпадает с изотермич. восприимчивостью χ^{T}_{BA}. Величина χ^{T}_{BA}, пропорц. корреляционной ф-ции флуктуаций A и B, совпадает со второй производной свободной энергии F по обобщённым полям, термодинамически сопряжённым A и B. Для эргодических систем согласование между динамич. и термодинамич. свойствами обеспечивается П. с.

$$\chi^{S}_{BA} = \chi^{T}_{BA} = \lim_{k\to 0}\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(k,\omega)\{\exp(\beta\omega\hbar)-1\}\omega^{-1}d\omega. \quad (12)$$

Наиб. распространённые примеры применения этого П. с.: маги. системы, где $A = M_\alpha$, $B = M_\beta$ — проекции вектора намагниченности на оси координат, $\chi^{T}_{BA} = \chi_{\alpha\beta}$ — тензор маги. восприимчивости; проводники, где $A = J_\alpha$, $B = J_\beta$ — проекции вектора плотности тока, $\chi^{T}_{BA} = \chi_{\alpha\beta}$ — тензор электропроводности; изотропные газы и жидкости, где $A = B = \varkappa$ — плотность частиц, внеш. поле — давление, $\chi^{T}_{BA} = \chi_{\varkappa\varkappa}$ — сжимаемость, определяемая флуктуациями числа частиц; любые физ. системы, где $A = B = \mathscr{E}$ — энергия системы, роль внеш. поля играет обратная темп-ра, $\chi^{T}_{BA} = \chi_{\mathscr{E}\mathscr{E}}$ — теплёмкость, определяемая флуктуациями энергии.

В случае, когда один или оба локальных оператора $A(\boldsymbol{r},t)$, $B(\boldsymbol{r},t)$ являются плотностями интегралов движения [напр., $\int B(\boldsymbol{r},t)d\boldsymbol{r} = \mathrm{const}$], П. с. (12) принимает простой вид:

$$\chi_{B_{\mathbf{k}}A_{\mathbf{k}}} = \beta\lim_{k\to 0}\int_{-\infty}^{\infty} I_{B_{\mathbf{k}}A_{\mathbf{k}}}(\omega)d\omega,$$

где $B_{\mathbf{k}}$, $A_{\mathbf{k}}$ — фурье-компоненты B и A, причём

$$\lim_{k\to 0}\int B(\boldsymbol{r},t)\exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{r})d\boldsymbol{r} = \lim_{k\to 0} B_{\mathbf{k}}(t) = B_0 = \mathrm{const}.$$

Спектральная плотность в пределе $k \to 0$ обладает дельтаобразной особенностью (т. н. центральный пик):

$$\lim_{k\to 0} I_{BA}(k,\omega) = \langle B_0 A\rangle \delta(\omega).$$

Как видно из (8), для этого необходимо вырождение системы (т. е. $\mathscr{E}_m = \mathscr{E}_l$ при $m \neq l$).

Приведённые П. с. применяются при анализе прямых экспериментов по измерению спектральной плотности $I_{BA}(k, \omega)$: для рассеяния электронов $A = B = \sigma$ — плотность заряда; для нейтронов $A = B = n$ — плотность частиц при потенциальном рассеянии и $A = M_\alpha$, $B = M_\beta$ при магн. рассеянии; для рассеяния света $A = P_\alpha$, $B = P_\beta$ — проекции вектора поляризации среды.

П. с. весьма существенны при доказательстве и практич. применении теорем квантовой статистич. механики — *Боголюбова теоремы* и *Голдстоуна теоремы*, отражающих глобальные свойства симметрии системы. Эти теоремы наряду с П. с. используются при рассмотрении гидродинамики простой и сверхтекучей жидкости, сверхпроводимости, жидких кристаллов, спиновых волн в магнетиках и т. п.

Лит.: Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Боголюбов Н. Н. (мл.), Садовников Б. И., Некоторые вопросы статистической механики, М., 1975; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

Ю. Г. Рудой.

ПРАЗЕОДИМ (Praseodymium), Pr, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 59, ат. масса 140,9077, относится к *лантаноидам*. В природе представлен ^{141}Pr. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2p^6d^{10}f^3s^2p^6s^2$. Энергия последоват. ионизации 5,42; 10,55; 21,63; 38,96 эВ соответственно. Металлич. радиус атома Pr 0,182 нм, радиус иона Pr^{3+} 0,100 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

В свободном виде П.— серебристый металл с жёлтым оттенком. До 796 °С устойчив α-Pr с гексагональной плотноупакованной структурой, параметры решётки $a = 0{,}3664$ нм и $c = 1{,}1867$ нм. Выше 796 °С устойчив β-Pr с объёмноцентриров. кубич. структурой, постоянная решётки $a = 0{,}413$ нм. Плотность α-Pr 6,77 кг/дм^3; $t_{пл}$ = 932 °С, $t_{кип}$ ок. 3500 °С, уд. теплоёмкость c_p = 27,42 Дж/моль·К, теплота плавления 6,90 кДж/моль, теплота испарения 296,4 кДж/моль, темп-ра Дебая 138 К. Коэф. теплопроводности α-Pr 13,2 Вт/м·К (при 293 К), термич. коэф. линейного расширения $6{,}8\cdot10^{-6}$К$^{-1}$ (при 298 К). Уд. электрич. сопротивление 0,7 мкОм·м (при 300 К), термич. коэф. электрич. сопротивления $1{,}71\cdot10^{-3}$ (при 273—373 К).

П.— сильный парамагнетик, магн. восприимчивость $37{,}80\cdot10^{-6}$. Твёрдость по Бринеллю 392 МПа, модуль норм. упругости 32,6 ГПа, модуль сдвига 13,5 ГПа. По хим. свойствам схож с др. лантаноидами, степень окисления +3, реже +4. При окислении на воздухе образуется оксид Pr_6O_{11}. При повышении темп-ры металлич. П. способен поглощать значит. кол-во водорода. Входит в состав мишметалла и др. (в частности, магнитных) сплавов. Оксид П. используется как катализатор хим. реакций, включается в состав спец. стёкол. В качестве радиоакт. индикатора используют β-радиоактивный $^{143}Pr(T_{1/2}$ = 13,57 сут).

С. С. Бердоносов.

ПРАНДТЛЯ ТРУБКА (Пито — Прандтля трубка) — прибор для одноврем. измерения полного и статич. давления в потоке жидкости или газа. Представляет собой трубку Пито, усовершенствованную нем. учёным Л. Прандтлем (L. Prandtl), к-рый совместил измерение полного и статич. давления в одном приборе. См. *Трубки измерительные*.

ПРАНДТЛЯ ЧИСЛО [по имени Л. Прандтля (L. Prandtl)] — один из *подобия критериев* тепловых процессов в жидкостях и газах $Pr = \nu/a = \mu c_p/\lambda$, где $\nu = \mu/\rho$ — коэф. кинематич. вязкости, μ — коэф. динамич. вязкости, ρ — плотность, λ — коэф. теплопроводности, $a = \lambda/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении.

П. ч. характеризует соотношение между интенсивностями молекулярного переноса кол-ва движения и переноса теплоты теплопроводностью; является физ. характеристикой среды и зависит только от её термодинамич. состояния. У газов П. ч. с изменением темп-ры практически не меняется (для двухатомных газов $Pr \approx 0{,}72$, для трёх- и многоатомных — $Pr \approx$ от 0,75 до 1). У неметаллич. жидкостей П. ч. изменяется с изменением темп-ры тем значительнее, чем больше вязкость жидкости (напр., для воды при 0 °С Pr = 13,5, а при 100 °С Pr = 1,74; для трансформаторного масла при 0 °С Pr = 886, при 100 °С Pr = 43,9). У жидких металлов $Pr \ll 1$ и не так сильно изменяется с изменением темп-ры (напр., для натрия при 100 °С Pr = 0,0115, при 700 °С Pr = 0,0039).

По аналогии с П. ч. вводят диффузионное число Прандтля $Pr_D = \nu/D$ (D — коэф. диффузии), характеризующее соотношение между интенсивностями молекулярного переноса кол-ва движения и переноса массы примеси диффузией (см. *Шмидта число*). При турбулентном режиме течения жидкостей и газов наряду с молекулярным переносом кол-ва движения имеет место их турбулентный перенос, и критерий, аналогичный П. ч., наз. турбулентным числом Прандтля $Pr_T = c_p\mu_T/\lambda_T$, где μ_T, λ_T — «турбулентная вязкость» и «турбулентная теплопроводность». В магн. гидродинамике используется магнитное число Прандтля $Pr_M = \nu\mu_0\sigma_э$, где μ_0 — абс. магн. проницаемость среды, $\sigma_э$ — электрич. проводимость среды.

П. ч. связано с др. критериями подобия — *Пекле числом Pe* и *Рейнольдса числом Re* соотношением $Pr = Pe/Re$.

С. Л. Вишневецкий.

ПРАНДТЛЯ — МАЙЕРА ТЕЧЕНИЕ — класс установившихся сверхзвуковых плоских безвихревых движений газа, характеризующийся определ. связью между составляющими v_1, v_2 вектора скорости газа (см. *Сверхзвуковое течение*). П.—М. т. могут возникать, напр., при обтекании стенок с изломом, при взаимодействии между собой *скачков уплотнения*, при истечении газовых струй в пространство с пониженным давлением и в др. случаях. Важность П.— М. т. обусловлена в особенности тем, что любое течение, непрерывно соединяющееся с областью пост. потока, всегда есть П.—М. т. Так, течение, соответствующее обтеканию однородным сверхзвуковым потоком криволинейного выпуклого участка стенки OC_1 (рис. 1), есть П.— М. т. Поворот потока происходит постепенно в последовательности прямых характеристик, исходящих из каждой точки искривлённого участка стенки. В частном случае стенки с изломом (обтекание внешнего тупого угла, OC_1 — прямая линия) отсутствует характерный линейный размер и П.— М. т. становятся *автомодельным течением*.

Рис. 1. Схема течения Прандтля — Майера с расширением газа (обтекание выпуклой криволинейной стенки).

В общем случае П.— М. т. описываются решениями системы двух квазилинейных дифференц. ур-ний в частных производных с двумя независимыми пространственными переменными x_1, x_2; искомыми ф-циями служат составляющие v_1, v_2 вектора скорости газа. В П.— М. т. имеется определ. связь между v_1 и v_2, так что область течения газа в физ. плоскости переменных x_1 и x_2 отображается в плоскости годографа скорос-

ти v_1, v_2 (рис. 2) на отрезок кривой — образ характеристики дифференц. ур-ний в плоскости течения. Для совершенного газа с пост. теплоёмкостями кривые *1* и *2* (эпициклоиды) соответствуют П.— М. т. двух семейств (все другие кривые, к-рым соответствуют все возможные П.— М. т. в физ. плоскости, получаются из кривых

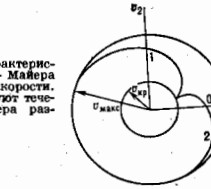


Рис. 2. Диаграмма характеристик течения Прандтля — Майера в плоскости годографа скорости. Линии *1* и *2* соответствуют течениям Прандтля — Майера разных семейств.

1 и *2* поворотом их вокруг центра и лежат между окружностями с радиусами, равными критич. $v_{кр}$ и макс. $v_{макс}$ скоростям адиабатич. движений газа). Полученная таким способом «диаграмма характеристик» в плоскости годографа позволяет решать многие задачи о П.— М. т. графич. методом.

П. —М. т. имеет простую структуру. В течениях, соответствующих, напр., кривой *2* на рис. 2, все характеристики первого семейства в физ. плоскости течения x_1 и x_2 прямолинейны (рис. 1) и на каждой из них значения v_1, v_2 (и значения др. параметров, связанных с величиной скорости,— давления, плотности, темп-ры) неизменны. П.— М. т. имеют физ. смысл лишь в области, где не происходит пересечение прямолинейных характеристик; на рис. 1 это может быть область над линией тока COC_1. Согласно кривой *2* на рис. 2, при повороте вектора скорости потока по часовой стрелке, как на рис. 2, величина скорости растёт и, согласно интегралу Бернулли (см. *Бернулли уравнение*), давление и плотность газа падают — происходит разрежение газа.

При обтекании вогнутого участка стенки (рис. 3) происходит сжатие газа и движение является П.— М. т. лишь в области вверх по потоку от характеристики второго семейства AC_1, идущей из ближайшей к стенке

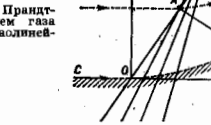


Рис. 3. Схема течения Прандтля — Майера со сжатием газа (обтекание вогнутой криволинейной стенки).

точки пересечения прямолинейных характеристик A. У точки A образуется «висячий», не примыкающий к стенке скачок уплотнения, распространяющийся внутрь области течения; поток за скачком становится вихревым.

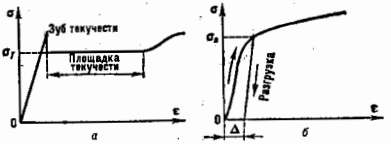
П.— М. т. описываются простыми ф-лами, полученными интегрированием упомянутых выше дифференц. ур-ний, для их расчёта имеются подробные таблицы, позволяющие построить картину течения (линии тока) и определить все газодинамич. параметры.

Лит.: Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 5 изд., ч. 1—2, М., 1991; Черный Г. Г., Газовая динамика, М., 1988.

Г. Г. Чёрный.

ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ в сопротивлении материалов — напряжение, при к-ром начинает развиваться пластич. деформация. В опытах о растяжением цилиндрич. образца определяется нормальное напряжение σ_s в поперечном сечении, при к-ром впервые возникают пластич. (необратимые) деформации. Аналогично в опытах с кручением тонкостенного трубчатого образца определяется П. т. при сдвиге τ_s. Для большинства металлов $\sigma_s = \tau_s\sqrt{3}$.

В нек-рых материалах при непрерывном удлинении цилиндрич. образца на диаграмме зависимости нормального напряжения σ от относит. удлинения ε обнаруживается т. н. зуб текучести, т. е. резкое снижение напряжения перед появлением пластич. деформации (рис., *а*), причём дальнейший рост деформации (пластической) до нек-рого её значения происходит при неизменном напряжении, к-рое наз. физическим П. т. $\sigma_т$. Горизонтальный участок диаграммы $\sigma \sim \varepsilon$ наз. площадкой текучести; если её протяжённость велика, материал наз. идеально-пластическим (неупрочняющимся). В др. материалах, к-рые наз. упрочняющимися,



площадки текучести нет (рис., *б*) и точно указать напряжение, при к-ром впервые возникают пластич. деформации, практически невозможно. Вводится понятие условного П. т. σ_s как напряжения, при разгрузке от к-рого в образце впервые обнаруживается остаточная (пластич.) деформация величины Δ. Остаточные деформации, меньшие Δ, условно считаются пренебрежимо малыми. Напр., П. т., измеренный с допуском $\Delta = 0{,}2\%$, обозначается $\sigma_{0,2}$. См. также *Пластичность*.

В. С. Ленский.

ПРЕДЁЛЬНЫЕ ГРУППЫ СИММЕТРИИ — см. *Симметрия кристаллов*.

ПРЕДЁЛЬНЫЙ ЦИКЛ — изолированная замкнутая траектория в *фазовом пространстве* динамич. системы, изображающая периодич. движение. В окрестности П. ц. фазовые траектории либо удаляются от него (неустойчивый П. ц.), либо неограниченно приближаются к нему — «наматываются» на него (устойчивый П. ц.). Поведение траекторий в окрестности П. ц. связано со значениями его мультипликаторов (см. *Бифуркация*). Если абс. величины всех мультипликаторов меньше 1, то все траектории неограниченно приближаются к нему и он устойчив. Устойчивый П. ц. является матем. образом периодич. *автоколебаний*. Напр., ур-ние Ван дер Поля (описывающее, в частности, динамику лампового генератора)

$$\frac{d^2x}{dt} - \varepsilon\left(1 - x^2\right)\frac{dx}{dt} + x = 0$$

имеет при значениях параметра $\varepsilon > 0$ единственный устойчивый П. ц. (рис. 1).

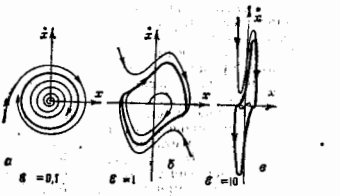


Рис. 1. Фазовые портреты генератора Ван дер Поля при различных значениях нелинейности: *а* — квазигармоничные колебания; *б* — сильно несинусоидальные; *в* — релаксационные.

Для систем с одной степенью свободы (их фазовое пространство — плоскость) устойчивыми П. ц. и устойчивыми состояниями равновесия исчерпываются все возможные объекты, к-рые притягивают соседние траектории на фазовой плоскости. В многомерных динамич. системах с размерностью фазового пространства $n \geqslant 3$ возможны более сложные притягивающие объекты — аттракторы.

Если часть мультипликаторов (но не все) по модулю больше 1, то П. ц. седловой (рис. 2) и лежит на пересечении двух сепаратрисных многообразий: устойчивого,

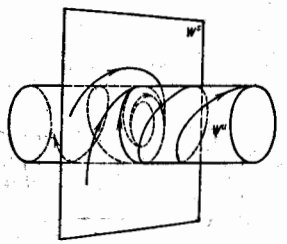


Рис. 2. Седловой предельный цикл: W^s — устойчивое сепаратрисное многообразие; W^u — неустойчивое сепаратрисное многообразие.

по к-рому траектории приближаются к П. ц., и неустойчивого, состоящего из удаляющихся от П. ц. траекторий. Устойчивые многообразия П. ц. могут разделять в фазовом пространстве области притяжения разл. аттракторов — как простых (состояние равновесия, устойчивый П. ц.), так и странных. Неустойчивые многообразия седловых П. ц. могут входить в состав *странных аттракторов* и стохастич. множеств *гамильтоновых систем* и определять их структуру. Если все мультипликаторы по модулю больше 1, то П. ц. неустойчив (устойчив при обращении направления движения по траектории, т. е. при $t \to -\infty$).

Переход через единичное значение абс. величин одного или неск. мультипликаторов при изменении параметров динамич. системы свидетельствует о бифуркации смены устойчивости или исчезновения П. ц.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Баутин Н. Н., Леонтович Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М., 1976; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович

ПРЕДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛЫ (от лат. prae — вперёд, впереди и dissociatio — разделение, разъединение) — безызлучательный переход возбуждённой молекулы из устойчивого электронного состояния в неустойчивое с той же энергией, сопровождающийся диссоциацией молекулы. Явление П. м. легче всего наблюдается в случае двухатомных молекул и может быть объяснено на основе представления о кривых потенц. энергии $U(r)$ (см. *Потенциальная поверхность*). Под действием фотона с энергией $\mathscr{E} = h\nu$ (ν — частота возбуждающего света) молекула переходит из основного электронного состояния (рис., кривая *1*) в возбуждённое (кривая *2*), откуда в результате колебат. движения молекулы возможен безызлучат. переход на кривую отталкивания (кривая *3*), приводящий к распаду молекулы на атомы, т. е. к диссоциации. Согласно *Франка — Кондона принципу*, наиб. вероятен переход, соответствующий пересечению кривых притяжения и отталкивания, т. е. П. м. происходит при энергии, близкой к $\mathscr{E}_п$, и атомы разлетаются с кинетич. энергией $\Delta = \mathscr{E}_п - D_e$, где D_e — энергия диссоциации молекулы. Кинетич. энергия тем больше, чем круче спадает кривая отталкивания при разлёте атомов. Экспериментально определённые значения границы предиссоциации $\mathscr{E}_п$ дают верх. предел для энергии диссоциации D_e. В случае пологого хода кривой отталкивания D_e может мало отличаться от $\mathscr{E}_п$, напр., $\Delta = 0{,}12$ эВ для молекулы N_2.

При П. м. время жизни молекулы в возбуждённом состоянии с энергией, близкой к $\mathscr{E}_п$, сокращается. Поэтому П. м. проявляется в уширении вращат. линий в электронно-колебат. полосах поглощения (что может приводить к частичному или полному исчезновению вращат. структуры электронно-колебат. полос испускания). В случае флуоресценции это приводит к ослаблению или даже полному её исчезновению; ослабление

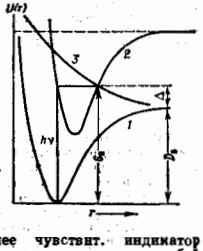


Схема предиссоциации при переходе молекулы на кривую отталкивания: *1* и *2* — кривые притяжения соответственно в основном и возбуждённом электронных состояниях; *3* — кривая отталкивания; $\mathscr{E}_п$ и D_e — энергии предиссоциации и диссоциации соответственно; Δ — кинетич. энергия разлетающихся атомов.

флуоресценции — часто более чувствит. индикатор П. м., чем уширение линий, к-рое в случае слабой П. м. трудно обнаружить.

С квантовомеханич. точки зрения, П. м.— результат возмущения, возникающего вследствие взаимодействия дискретных уровней энергии с непрерывными. В нулевом приближении энергию молекулы можно представить в виде суммы электронной и колебательной составляющих, при этом состояния, соответствующие кривой притяжения (дискретные состояния) и кривой отталкивания (непрерывные состояния), независимы друг от друга. Согласно теории возмущений, при учёте электронно-колебат. взаимодействия эти состояния уже не независимы и действит. состояние молекулы с энергией $\mathscr{E}$ является наложением дискретного и непрерывного состояний. Волновая ф-ция, описывающая состояние молекулы, $\Psi_{\mathscr{E}} = C_1\Psi_д + C_2\Psi_н$, где C_1 и C_2 — коэф., квадраты модулей к-рых дают вероятности найти молекулу в состояниях, описываемых волновыми ф-циями $\Psi_д$ и $\Psi_н$. Т. о., молекула в состоянии, описываемом волновой ф-цией $\Psi_{\mathscr{E}}$, распадается с тем большей вероятностью, чем больше C_2. Взаимодействие возможно лишь для состояний одинаковой симметрии, что накладывает ограничения на возможность П. м.

П. м. может иметь место и для многоатомных молекул, однако её наблюдение затрудняется сложностью спектров и возможно лишь для наиб. простых из них. Для сложных молекул с широкими сплошными полосами поглощения и испускания, в к-рых отсутствует вращат. структура, предиссоциацию вообще нельзя наблюдать. Однако именно для таких молекул важна роль предиссоциации в их распаде при возбуждении уровней энергии, лежащих выше границ диссоциации, т. к. число способов, к-рыми предиссоциация может быть осуществлена, возрастает с увеличением числа колебат. степеней свободы молекулы. Предиссоциация сложной молекулы может происходить со значит. задержкой по отношению к моменту возбуждения, т. к. её энергия распределяется по многочисл. колебат. степеням свободы, а диссоциация наступает в результате случайной концентрации колебат. энергии на наиб. слабой связи.

С П. м. может быть связана повышенная хим. активность из-за образования при предиссоциации атомов и радикалов, обладающих высокой реакционной способностью. Поэтому П. м. играет важную роль в фотохимии.

Лит. см. при ст. *Молекулярные спектры*.

М. А. Ельяшевич

ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ ГРУ́ППЫ — изображение элементов группы матрицами или преобразованиями линейного пространства, при к-ром сохраняется исходная групповая структура. Поскольку достаточно хорошо изучены матричные группы, при исследовании произвольной группы стараются установить соответствие между её элементами и матрицами нек-рого фиксиров. порядка, т. е. изучать группу с помощью её линейной модели. Рассмотрение П. г. позволяет обнаружить важные свойства самих групп.

В физике естеств. образом возникают П. г. симметрии. Рассмотрим, напр., преобразования трёхмерного пространства в результате вращений системы координат. Закон преобразования векторов $x \to x'$ даёт, разумеется, трёхмерное П. г. вращений. Инвариантность скаляров относительно вращений позволяет ввести одномерное П. г. вращений, когда каждый элемент группы отображается на тождеств. преобразование. Можно записать закон преобразования компонент T_{ij} тензора ранга 2. Если рассматривать 9 величин T_{ij} как координаты точки 9-мерного пространства, получим 9-мерное П. г. вращений. Пусть $T_{ij} = T_{ji}$, это свойство инвариантно относительно вращений; поскольку при этом остаётся лишь 6 компонент T_{ij}, получается 6-мерное П. г. вращений, и т. д. Аналогично можно построить П. г. Лоренца. Законы преобразования спиноров дают т. н. двузначные П. г. вращений и группы Лоренца. Симметрия или антисимметрия многочастичной волновой ф-ции при перестановке тождеств. частиц даёт П. г. перестановок. Одна из целей теории П. г.— найти разл. законы преобразования физ. величин, т. е. найти всевозможные П. г. симметрии.

П. г. тесно связаны с разл. *специальными функциями* матем. физики, в к-рых явно проявляются соотношения симметрии. Эта связь позволяет с единой точки зрения исследовать свойства спец. ф-ций и обнаружить новые классы ф-ций.

Развитие теории П. г. началось в кон. 19 — нач. 20 вв. в работах Г. Фробениуса (G. Frobenius) и И. Шура (I. Schur). Затем Г. Вейль (H. Weyl), Дж. Нейман (J. Neumann) и Ю. Вигнер (E. Wigner) продемонстрировали важность этой теории для физики.

Основные определения. П. г. G в пространстве V наз. отображение $D(G, V)$ этой группы в набор преобразований V. Каждому элементу $g \in G$ ставится в соответствие оператор $T(g)$, действующий в пространстве V, причём $T(g_1g_2) = T(g_1)T(g_2)$ для любых g_1 и g_2 из G; $T(e) = I$, где e — единичный элемент группы G, а I — единичный оператор в V. П. г. наз. *линейным*, если V — линейное пространство, а $T(g)$ — линейный оператор. В дальнейшем речь будет идти только о линейных П. г. Если G — топологич. группа, то обычно требуют, чтобы $T(g)$ непрерывно зависел от g, такие П. г. наз. *непрерывными*.

Размерность пространства V обычно наз. *размерностью представления*, $\dim D(G, V)$, П. г. наз. вещественным (комплексным), если пространство П. г. V — вещественное (комплексное). Если $D(G, V)$ конечномерно, то, выбрав в V базис $e_1, e_2, \ldots, e_n$, можно задать операторы $T(g)$ матрицами n-го порядка $\|T_{ij}(g)\|$, где элементы матрицы определяются соотношением $T(g)e_k = \sum_{j=1}^{n} T_{jk}(g)e_j$. Матрица $\|T_{ij}(g)\|$ наз. *матрицей представления* $D(G, V)$, а ф-ции $T_{ij}(g)$ — *матричными элементами представления*.

Простейшее П. г. получается, если положить $T(g) \equiv I$, оно наз. *единичным* или *тривиальным*. Если группа G состоит из матриц фиксиров. порядка, то одно из П. г. получается при $T(g) = g$. Т. о., определение всякой линейной группы является одновременно заданием её представления в виде группы линейных операторов, т. е. группы матриц. Такие П. г. наз. *определяющими*. П. г. $D(G, V)$ наз. *точным*, если $T(g) = I$, тогда и только тогда, когда $g = e$. В этом случае отображение $g \to T(g)$ взаимно однозначно (является изоморфизмом).

Если H — подгруппа группы G, то, рассматривая операторы $T(g)$ только при $g = h \in H$, получим представление $D(H, V)$, называемое *сужением* П. г. на подгруппу H. Подпространство $V_1 \subset V$ наз. *инвариантным* относительно П. г. $D(G, V)$, если оно инвариантно относительно всех операторов $T(g)$, этого П. г., т. е. для любых $g \in G$ и $v \in V_1$, $T(g)v \in V_1$ [операторы $T(g)$ не выводят из V_1].

Два П. г. $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ наз. *эквивалентными*, $D_1(G, V_1) \sim D_2(G, V_2)$, если существует линейный оператор A, взаимно однозначно отображающий V_1 на V_2 и удовлетворяющий условию $AT_1(g) = T_2(g)A$ для всех $g \in G$. Если $D_1(G, V_1)$ конечномерно и $D_1(G, V_1) \sim D_2(G, V_2)$, то $\dim D_1(G, V_1) = \dim D_2(G, V_2)$ и при соответствующем выборе базиса в V_1 и V_2 матричные элементы представлений $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ совпадают.

Пусть $V_1 \subset V$ — инвариантное подпространство относительно П. г. $D(G, V)$. Тогда получаем П. г. $D_1(G, V_1)$, к-рое наз. *подпредставлением* П. г. $D(G, V)$. П. г. наз. *приводимым*, если оно содержит нетривиальные (т. е. отличные от тривиального и самого себя) подпредставления. П. г. $D(G, V)$ наз. *разложимым*, если содержит подпредставления $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$, такие, что V изоморфно прямой сумме своих подпространств, $V = V_1 \oplus V_2$. В этом случае говорят, что П. г. эквивалентно *прямой сумме представлений* D_1 и D_2: $D \sim D_1 \oplus D_2$. Если в П. г. D для всякого подпредставления D_1 существует подпредставление D_2, такое, что $D \sim D_1 \oplus D_2$, то П. г. наз. *вполне приводимым*. В таком П. г. всякое инвариантное относительно действия операторов подпространство имеет инвариантное дополнение. Приводимое П. г. не обязательно должно быть разложимым.

Если в качестве базиса в пространстве V вполне приводимого конечномерного П. г. взять совокупность базисных векторов пространств подпредставлений, то матрицы, соответствующие операторам этого П. г., имеют квазидиагональный вид

$$T(g) = \begin{pmatrix} T_1(g) & 0 & \ldots & 0 \\ 0 & T_2(g) & \ldots & 0 \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ 0 & 0 & \ldots & T_k(g) \end{pmatrix}.$$

Если П. г. $D(G, V)$ не содержит нетривиальных подпредставлений, то оно наз. *неприводимым*. Различают алгебраич. неприводимость, т. е. отсутствие инвариантных подпространств, и топологич. неприводимость, при к-рой пространство П. г. не должно содержать замкнутых инвариантных подпространств. Алгебраически неприводимое П. г. является топологически неприводимым; обратное, вообще говоря, неверно. Полноту системы неприводимых П. г. устанавливают при помощи *характеров* П. г. $\chi(g)$. Для матричного П. г. $\chi(g) = \mathrm{Tr}\, T(g)$.

Пусть на пространствах V_1 и V_2 задана невырожденная билинейная форма f и пусть V_2 — пространство П. г. $D(G, V_2)$. Всякому оператору $T(g)$ этого П. г. можно сопоставить дуальный оператор $T^*(g)$, действующий на пространстве V_1 так, что $f(T^*(g)v_1, v_2) = f(v_1, T(g)v_2)$. Если вместо оператора $T^*(g)$ рассмотреть оператор $T^{(*)}(g) = T^*(g^{-1})$, то множество операторов $T^{(*)}$ образует П. г., называемое *сопряжённым* к $D(G, V_2)$ относительно формы f. Поскольку f невырождена, размерности П. г. $D(G, V_2)$ и $D^{(*)}(G, V_1)$ совпадают. Для конечномерных П. г. матрицы операторов $T^{(*)}(g)$ имеют вид $T^{(*)}(g) = (\hat{f}^{-1})^* \cdot T(g^{-1})^* \cdot \hat{f}$, где $\hat{f}$ — матрица формы f, а штрих означает транспонирование. Если рассмотреть П. г. $D(G, \mathcal{H})$ в *гильбертовом пространстве* $\mathcal{H}$ и взять в качестве формы f скалярное произ-

ведение, то множество операторов $T^{(*)}(g) = (T^*(g))^{-1}$ ($*$ + эрмитово сопряжение) образуют П. г. $D^*(G, \mathscr{H})$, к-рое наз. сопряжённым к $D(G, \mathscr{H})$. Пусть теперь все операторы П. г. $D(G, \mathscr{H})$ унитарны. Тогда $D^*(G, \mathscr{H})$ будет совпадать с $D(G, \mathscr{H})$, и скалярное произведение инвариантно относительно D, т. е. для любых h_1, h_2 из $\mathscr{H}$ и любого $T(g)$: $(T(g)h_1, T(g)h_2) = (h_1, h_2)$. Такое П. г. наз. унитарным. Всякое П. г., сохраняющее невырожденную билинейную форму, вполне приводимо, в частности вполне приводимо всякое конечномерное унитарное П. г.

П. г. $D(G, V)$ наз. циклическим, если существует вектор $v \in V$ [наз. циклическим вектором для $D(G, V)$], такой, что замыкание линейной оболочки всех $T(g)v$ совпадает с V. Каждое унитарное П. г. является прямой суммой циклич. подпредставлений. Унитарное П. г. $D(G, \mathscr{H})$ неприводимо тогда и только тогда, когда каждый ненулевой вектор $h \in \mathscr{H}$ цикличен для $D(G, \mathscr{H})$.

В приложениях приходится оперировать такими П. г., для к-рых процесс выделения инвариантных подпространств бесконечен. В этом случае используют обобщение понятия прямой суммы П. г.— прямой интеграл представлений.

Пусть $d\mu(g)$ — право(лево)инвариантная мера Хаара на локально компактной группе G (см. *Инвариантное интегрирование*). Рассмотрим пространство L^2 числовых (вещественных или комплексных) ф-ций $f(g)$, интегрируемых с квадратом по этой мере. Обозначим $T^R(g)$, ($T^L(g)$) операторы преобразования в L^2, порождённые правым (левым) сдвигом на элемент: $T^R(g)f(g') = f(g'g)$, $T^L(g)f(g) = f(g^{-1}g')$. Группа операторов $T^R(g)$, $T^L(g)$ образует линейное П. г. G в пространстве L^2, к-рое наз. правым (левым) регулярным П. г. Снабдив пространство L^2 скалярным произведением $(f_1, f_2) = \int_G \overline{f_1(g)} f_2(g) d\mu(g)$, где черта означает комплексное сопряжение, можно показать, что регулярные представления унитарны.

При нахождении неприводимых представлений некомпактных (локально компактных) групп весьма эффективной оказывается теория индуцированных П. г. Индуцированное П. г. $D(K, V)\uparrow G$ локально компактной группы G специальным образом конструируется из представления $D(K, V)$ замкнутой подгруппы $K \in G$. Пусть φ — ф-ция, отображающая G в V и удовлетворяющая условию: $\varphi(kg) = T(k)\varphi(g)$ для любых $g \in G$, $k \in K$, $T(k)$ — оператор П. г. $D(K, V)$. Тогда индуциров. представление $U(G, \mathscr{H}) = D(K, V)\uparrow G$ определяется в пространстве $\mathscr{H}$ всех таких ф-ций ф-ла $(U(g)\varphi)(g') = \varphi(g'g)$. Метод индуциров. представлений является простейшим приёмом построения представлений более сложных групп из представлений более простых групп.

В квантовой механике используют т. н. проективные П. г., когда каждому элементу g ставится в соответствие оператор $T(g)$, действующий в пространстве V, причём для любых g_1 и g_2 из G: $T(g_1)T(g_2) = \omega(g_1, g_2)\,T(g_1g_2)$, где фазовый множитель $\omega(g_1, g_2)$ — числовая ф-ция, зависящая от g_1 и g_2, а $T(e)$ — по-прежнему единичный оператор в V. На проективные П. г. непосредственно переносятся понятия эквивалентности и неприводимости П. г.

Пусть $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ — два конечномерных П. г. G, имеющие размерности n_1 и n_2. П. г. D наз. прямым (тензорным) произведением П. г. D_1 и D_2, $D = D_1 \otimes D_2$, оно имеет разность n_1n_2, а каждый его элемент представляет собой матрицу $n_1n_2 \times n_1n_2$, являющуюся прямым (кронекеровым) произведением матрицы из $D_1(G, V_1)$ на матрицу из $D_2(G, V_2)$ (см. *Матрица*). Прямое произведение $D_1 \otimes D_2$ двух неприводимых конечномерных представлений D_1 и D_2 группы G неприводимо, если размерность представления D_1 (или D_2) равна 1, в общем случае $D_1 \otimes D_2$ вполне приводимо.

Напр., в квантовых системах с группой симметрии G собств. ф-ции ψ гамильтониана можно классифицировать по неприводимым П. г. G. Теория П. г. позволяет в этом случае установить т. н. правила отбора при рассмотрении процессов перехода из одного состояния в другое. Если процесс перехода задаётся оператором O_a, соответствующим неприводимому П. г. $D_a(G, V_a)$, то переход из пек-рого состояния ψ_b, соответствующего неприводимому П. г. $D_b(G, V_b)$, может осуществляться лишь в те конечные состояния ψ_c, представление к-рых D_c содержится в разложении прямого произведения $D_a \otimes D_b = \sum_\gamma \otimes\, m_\gamma D_\gamma$.

Матричные элементы оператора C, приводящего прямое произведение $D_1 \otimes D_2$ к блочнодиагональному виду [т. е. $C(D_1 \otimes D_2)C^{-1} = \sum_\lambda \otimes\, m_\lambda D_\lambda$, где D_λ — неприводимое представление, m_λ — его кратность в прямом произведении], наз. коэффициентами Клебша — Гордана. Неприводимое П. г. G, являющейся прямым произведением групп G_1 и G_2 (см. *Группа*), есть прямое произведение их неприводимых представлений, т. е. $D(G_1 \otimes G_2,\ V) = D_1(G_1,\ V_1) \otimes D_2(G_2,\ V_2)$.

Представления некоторых групп. Коммутативные группы. Любое неприводимое унитарное представление локально компактной коммутативной группы одномерно, при этом каждому элементу группы ставится в соответствие комплексное число $\exp(i\alpha)$. Любое представление коммутативной группы ограниченными операторами в гильбертовом пространстве является суммой (дискретной, если группа компактна) одномерных представлений.

Одним из наиб. завершённых разделов общей теории П. г. является теория представлений компактных групп, к-рым относятся все конечные группы, группы вращений плоскости и пространства, группы $SU(N)$ при различных N, рассматриваемые в теории элементарных частиц (см. *Калибровочные поля*, *Унитарная симметрия*), и т. д. Если группа компактна, то любому её представлению можно сопоставить эквивалентное ему унитарное представление, т. е. изучение представлений компактной группы сводится к изучению её унитарных представлений. Свойства унитарного представления полностью определяются свойствами его неприводимых компонент. Всякое неприводимое унитарное представление компактной группы конечномерно.

Если $D_1(G, \mathscr{H}_1)$ и $D_2(G, \mathscr{H}_2)$ — любые два неприводимых унитарных представления компактной группы G, то матричные элементы операторов этих представлений $T^{(1)}_{ik}(g)$ и $T^{(2)}_{lm}(g)$ удовлетворяют соотношениям

$$\int_G T^{(1)}_{ik}(g)\overline{T^{(2)}_{lm}}(g)\,d\mu(g) = \begin{cases} 0, & \text{если } D_1 \text{ и } D_2 \text{ не эквивалентны,} \\ \delta_{il}\delta_{km}/d_1, & \text{если } D_1 \sim D_2, \end{cases}$$

где $d_1 = \dim D_1$; черта означает комплексное сопряжение. Считается, что базисы в пространствах $\mathscr{H}_1$ и $\mathscr{H}_2$ ортонормированы.

Пусть $\{D^a(G)\}$ — система всех неэквивалентных неприводимых унитарных представлений компактной группы G. Ф-ции $d_a^{1/2}T^a_{ik}(g)$ $(i, k = 1, \ldots, d_a)$, где $d_a = \dim D^a$, образуют полный ортонормиров. базис в пространстве L^2 (теорема Петера — Вейля).

Всякое неприводимое унитарное представление компактной группы эквивалентно подпредставлению её правого регулярного представления $D^R(G)$.

Представления конечных групп. Каждая конечная группа компактна. Поэтому утверждения, касающиеся представлений компактных групп, справедливы и для конечных групп, только во всех ф-лах необходимо заменить интегрирование по группе $\int_0 d\mu(g)$ суммированием по групповым элементам

$$\int_0 d\mu(g) \to |G|^{-1}\sum_{i=1}^{|G|},$$ где $|G|$ — порядок конечной группы.

Конечная группа имеет конечное число неприводимых П. г. Сумма квадратов размерностей всех неприводимых неэквивалентных П. г. равна порядку группы (теорема Бёрнсайда), причём все эти размерности являются делителями порядка группы. Число различных неприводимых представлений конечной группы равно числу классов сопряжённых элементов.

Представления групп Ли. Оператор $T(g)$ представления $D(G, V)$ n-мерной группы Ли, так же как и соответствующий элемент группы Ли, зависит от параметров $a_1, \ldots, a_n$, т. е. $T(g(a)) = T(a_1,\ldots, a_n) \equiv T(a)$. Для т. н. дифференцируемых П. г. ф-ция $T(a)$ дифференцируема [так, в частности, будет, если представление $D(G, V)$ конечномерно], можно ввести набор операторов $t(X_i) = \partial T(a)/\partial a_i \mid_{a=0}$, $i = 1,\ldots, n$, наз. генераторами представления $D(G, V)$; здесь X_i — генераторы группы. В первом приближении по a_i получим $T(a) \approx I + \sum_{i=1}^{n} a_i t(X_i)$. Операторы $t(X_i)$ $(i = 1,\ldots, n)$ образуют базис *Ли алгебры*, к-рая наз. дифференциалом представления. Дифференциал П. г. в свою очередь является представлением алгебры Ли соответствующей группы.

Пусть $g(\alpha)$ — элемент однопараметрич. подгруппы группы G. Связь между П. г. $D(G, V)$ и его дифференциалом [представлением соответствующей алгебры Ли $d(A, V)$] даётся ф-лой $t(X) = dT(g(\alpha))/d\alpha \mid_{\alpha=0}$. Если G — связная группа Ли, то её конечномерные представления полностью определяются своими дифференциалами. Напр., если $D(G, V)$ — конечномерное П. г. G, а $d(A, V)$ — представление алгебры Ли A этой группы, являющееся дифференциалом D, то всякое подпространство пространства V, инвариантное относительно D, инвариантно также относительно d. П. г. D и d неприводимы, приводимы и вполне приводимы одновременно. Если $D_1(G, V_1)$ и $D_2(G, V_2)$ — представления связной группы Ли G, а $d_1(A, V_1)$ и $d_2(A, V_2)$ — их дифференциалы, то из эквивалентности $d_1 \sim d_2$ следует эквивалентность $D_1 \sim D_2$ и наоборот. Конечномерные представления связных односвязных групп Ли находятся во взаимно однозначном соответствии с представлениями их алгебр Ли. Эти представления связаны ф-лой $T(g(\alpha)) = \exp(\alpha t(X))$. Для унитарных представлений в гильбертовых пространствах из эквивалентности дифференциалов следует эквивалентность П. г.

Поэтому удобен т. н. инфинитезимальный подход, когда исследование П. г. сводят к исследованию представлений их алгебр. Каждому элементу Y из алгебры Ли A группы Ли G ставится в соответствие оператор $\mathrm{ad}\,(Y) = [Y, X]$, для любого X из A. Т. к. из тождества Якоби следует, что $\mathrm{ad}\,([Y, X]) = [\mathrm{ad}\,(Y), \mathrm{ad}\,(X)]$, то операторы $\mathrm{ad}(Y)$ образуют представление алгебры A. Это представление наз. присоединённым представлением алгебры Ли. Если $X_1,\ldots, X_n$ — базис алгебры A, то матричные элементы операторов $\mathrm{ad}(X_i)$ в этом базисе совпадают со структурными константами алгебры Ли: $(\mathrm{ad}(X_i))^k_l = C_i k_l$.

Если A — алгебра Ли связной группы G, то представление алгебры ad можно продолжить до представления группы G, действующего в A, как в векторном пространстве. Присоединённым представлением группы наз. такое отображение $\mathrm{Ad}\,(g, A)$, что $\exp(\mathrm{Ad}(g)X) = g \exp Xg^{-1}$ для любых $X \in A$ и $g \in G$. Размерность присоединённого П. г. совпадает с размерностью группы Ли.

В рамках инфинитезимального подхода развита теория конечномерных представлений полупростых групп Ли, имеющая важное значение для теории элементарных частиц. Всякое конечномерное представление полупростой алгебры вполне приводимо. Поэтому исследование конечномерных представлений полупростых алгебр сводится к исследованию неприводимых конечномерных представлений.

Для классификации неприводимых конечномерных представлений комплексных алгебр Ли используют т. н. теорию старших весов. Пусть эрмитовы операторы H_i $(i = 1,\ldots, r; r$ — размерность группы Ли $G)$ — базисные элементы подалгебры Картана. Рассмотрим комплексное конечномерное представление $d(A, V)$ алгебры Ли A группы G. Тогда операторы $t(H_i) \in d(A, V)$ эрмитовы, они коммутируют друг с другом и поэтому имеют общие собств. векторы $\psi_m \in V$, такие, что $t(H_i)\psi_m = m_i\psi_m$ $(i = 1, \ldots, r)$; r-мерный веществ. вектор $m = (m_1 \ldots m_r)$, соответствующий ψ_m, называется весом ψ_m в $d(A, V)$.

Обозначим через W множество всех элементов g полупростой группы Ли G, обладающих тем свойством, что $gKg^{-1} = K$, где K — подгруппа Картана группы G (K — группа, алгебрей к-рой является подалгебра Картана). Множество W является подгруппой G, причём $K \in W$ и является нормальным делителем W. Факторгруппа W/K наз. группой отражений Вейля. Эта группа конечна.

Два веса m и m' наз. эквивалентными, если они связаны друг с другом группой отражений Вейля. Число разл. весов не превышает размерности представления. Говорят, что вес m старше веса m', если вектор $m - m'$ положителен, т. е. его первая отличная от нуля компонента положительна. Старший вес из множества эквивалентных весов наз. доминантным. Вес, к-рый старше всех остальных весов представления, наз. старшим весом представления.

Неприводимое конечномерное представление полупростой алгебры Ли полностью определяется своим старшим весом (теорема Картана). Для каждой простой алгебры Ли с r-мерной подалгеброй Картана имеется r доминантных весов $M^{(i)}$ $(i = 1,\ldots, r)$, называемых фундаментальными, таких, что остальные доминантные веса можно представить в виде $M = \sum_{i=1}^{r} \lambda_i M^{(i)} = M(\lambda_1,\ldots, \lambda_r)$, где $\{\lambda_i\}$ — набор неотрицат. целых чисел. Существует r т. н. фундаментальных неприводимых конечномерных представлений простой алгебры, к-рые имеют r фундаментальных доминантных весов в качестве своих старших весов. Соответствующие П. г. наз. фундаментальными.

До сих пор речь шла об однозначных П. г., когда каждому элементу группы g ставился в соответствие только один оператор $T(g)$. Если группа G не является односвязной, то для того, чтобы П. г. было непрерывным, возникает необходимость каждому элементу группы g ставить одновременно в соответствие неск. разл. операторов $T_1(g), T_2(g),\ldots, T_m(g)$. Такое П. г. наз. m-значным.

Лит.: Виленкин Н. Я., Специальные функции и теория представлений групп, М., 1965; Желобенко Д. П., Компактные группы Ли и их представления, М., 1970; Кириллов А. А., Элементы теории представлений, 2 изд., М., 1978; Наймарк М. А., Теория представлений групп, М., 1976; Менский М. Б., Метод индуцированных представлений. Пространство — время и концепция частиц, М., 1976; Климык А. У., Матричные элементы и коэффициенты Клебша — Гордана представлений групп, К., 1979; Барут А.,

Ромчиа Р., Теория представлений групп и ее приложения, т. 1—2, пер. с англ., М., 1980; см. также лит. при ст. Группа. *С. И. Адяков.*

ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ТЕОРИЯ в квантовой механике — изучает схемы конкретных реализаций квантовых наблюдаемых как самосопряжённых *операторов*, действующих в гильбертовом пространстве, и состояний как векторов этого пространства.

Традиц. построение аппарата *квантовой механики*, восходящее к П. А. М. Дираку (P. A. M. Dirac), состоит в обобщении введённого В. Гейзенбергом (W. Heisenberg), М. Борном (M. Born) и П. Иорданом (P. Jordan) матричного описания физ. величин в абстрактную алгебраич. схему q-чисел, в к-рой операции дифференцирования по динамич. переменным классич. механики заменяются образованием коммутаторов с канонически сопряжёнными переменными. Для практич. вычислений нужно реализовать элементы этой алгебры операторами в гильбертовом пространстве — пространстве состояний. При этом элементам, имеющим физ. смысл,— квантовым наблюдаемым — должны отвечать самосопряжённые операторы, из собств. векторов к-рых можно набрать в пространстве состояний полную систему. Коммутирующие операторы, относящиеся к одновременно измеримым наблюдаемым a_i (см. *Неопределённостей соотношения*), обладают общей системой собств. векторов. Совокупность n независимых коммутирующих операторов A_i наз. полным набором, если любой оператор, коммутирующий со всеми A_i, является их ф-цией.

Пусть $\varphi_{a_1}, \ldots, _{a_n}$ — общая полная система собств. векторов такого набора:

$$A_i\varphi_{a_1,\ldots,a_n}=a_i\varphi_{a_1,\ldots,a_n}.$$

Тогда любой вектор ψ из пространства состояний $\mathscr{H}$ может быть разложен по базису $\varphi_{a_1},\ldots,_{a_n}$:

$$\psi=\sum_{\{a\}}\psi(a_1,\ldots,a_n)\varphi_{a_1,\ldots,a_n}$$

(суммирование проводится по всем собств. значениям $\{a\}=a_1, a_2,\ldots, a_n$), где $\psi(a_1,\ldots,a_n)$ наз. волновой функцией в $\{A_i\}$-представлении:

$$\psi(a_1,\ldots,a_n)=(\psi,\varphi_{a_1,\ldots,a_n}),$$

причём скалярное произведение $(\ldots,\ldots)$ в $\mathscr{H}$ определено ф-лой

$$(\psi_1,\psi_2)=\sum_{\{a\}}\psi_1(a_1,\ldots,a_n)\psi_2^*(a_1,\ldots,a_n).$$

Действие A_i сводится в $\{A_i\}$-представлении к умножению на число:

$$A_i\psi(a_1,\ldots,a_n)=a_i\psi(a_1,\ldots,a_n),$$

а для любого другого самосопряжённого оператора C выражается через матричные элементы

$$c_{\{a\},\{a'\}}=(\varphi_{a_1,\ldots,a_n}, C\varphi_{a'_1,\ldots,a'_n})$$

в выбранном базисе:

$$C\psi(a_1,\ldots,a_n)=\sum_{\{a'\}}c_{\{a\},\{a'\}}\psi\left(a'_1,\ldots,a'_n\right).$$

Из существования разл. полных наборов коммутирующих операторов вытекает возможность разл. представлений. Переход от одного представления к другому сводится к замене базиса в $\mathscr{H}$:

$$\psi(a)\to\psi(b)=\sum_{\{a\}}(\psi_{\{b\}},\psi_{\{a\}})\psi_{\{a\}}\equiv\sum_{\{a\}}U_{\{b\},\{a\}}\psi_{\{a\}}.$$

При этом волновая ф-ция в $\{B_k\}$-представлении

$$\psi(b_1,\ldots,b_m)=(\psi,\varphi_{\{b\}})=\sum_{\{a\}}U_{\{b\},\{a\}}\psi(a_1,\ldots,a_n),$$

или

$$\psi\to U\psi,$$

связана с $\psi(a_1,\ldots,a_n)$ унитарным преобразованием: из свойств ортонормированности базисов вытекает

$$\sum_{\{a\}}U_{\{b\},\{a\}}U^*_{\{a\},\{b'\}}=\delta_{\{b\},\{b'\}},$$

или

$$UU^+=1.$$

Матричные элементы операторов преобразуются при этом по ф-ле

$$c_{\{b\},\{b'\}}=\sum_{\{a\},\{a'\}}U_{\{b\},\{a\}}c_{\{a\},\{a'\}}U^*_{\{a'\},\{b'\}},$$

или

$$C\to UCU^{-1}.$$

Благодаря унитарности преобразования старая и новая системы матричных элементов и волновых ф-ций физически эквивалентны: спектры операторов, ср. значения и вероятности переходов совпадают.

Унитарные преобразования являются квантовым аналогом классич. канонич. преобразований. Эта аналогия не сводится, однако, к взаимно однозначному соответствию. С одной стороны, согласно принципу неопределённости, точные значения в данном представлении может принимать только половина квантовых наблюдаемых, причём имеется значит. произвол в выборе этой половины. Поэтому число квантовых представлений значительно больше числа наборов классич. канонич. переменных. С др. стороны, не все наборы классич. канонич. переменных имеют квантовый аналог. Простейшим примером служат переменные действие — угол: в отличие от действия, квантовый аналог угла не существует как самосопряжённый оператор.

Описанная выше «идеальная» схема реализуется лишь в простейшем случае операторов с чисто точечным спектром. В действительности уже такие естеств. квантовые наблюдаемые, как координаты и импульсы, имеют непрерывный спектр и представлены неограниченными операторами. Собств. ф-ции неограниченных операторов не принадлежат гильбертову пространству и оказываются *обобщёнными функциями*. Сами эти операторы хорошо определены не на всём $\mathscr{H}$, а лишь на его плотном подмножестве, на к-ром указанные обобщённые ф-ции являются линейными функционалами. При этом проблема квантования станится как задача конструирования представлений канонических *перестановочных соотношений* в $\mathscr{H}$.

В простом, но нетривиальном примере бесструктурной частицы независимыми наблюдаемыми служат координаты Q_i и импульсы P_i ($i=1, 2, 3$), подчиняющиеся перестановочным соотношениям Гейзенберга:

$$[Q_i,Q_j]=[P_i,P_j]=0,\ [Q_j,P_k]=i\hbar\delta_{ik}.$$

В координатном представлении в качестве полного набора коммутирующих операторов выбираются Q_i. Пространством состояний служит пространство $L^2(\mathbb{R}^3)$ квадратично интегрируемых комплекснозначных ф-ций $\varphi(x)$, $x=x_1, x_2, x_3$, со скалярным произведением

$$(\varphi_1,\varphi_2)=\int_{\mathbb{R}^3}\varphi_1(x)\varphi_2^*(x)dx.$$

Действие операторов Q_i, P_i задаётся ф-лами

$$Q_i\varphi(x)=x_i\varphi(x),\ P_i\varphi(x)=-ih\frac{\partial}{\partial x_i}\varphi(x)$$

и, вообще говоря, выводит ф-ции из L^2. Хорошо определены эти операторы на множестве D бесконечно дифференцируемых ф-ций, убывающих на бесконечности быстрее любой степени: действие Q_i, P_i и любых их целых положит. степеней не выводит из D. В D легко проверяется самосопряжённость операторов и неприводимость их представления (т. е. что любой коммутирующий с Q_i и P_i оператор кратен единичному).

Общая полная система собств. ф-ций операторов Q_i (с собств. значениями x^0) имеет вид

$$\varphi_{x^0}(x)=\delta(x-x^0)=\delta\left(x_1-x_1^0\right)\delta\left(x_2-x_2^0\right)\delta\left(x_3-x_3^0\right),$$

где $\delta(x)$ — введённая для описания непрерывного спектра δ-функция Дирака. В этом примере легко находится и соответствующая система собств. ф-ций операторов P_i:

$$\varphi_{p^0}(x)=(2\pi\hbar)^{-3/2}\exp\,(ip^0x/\hbar).$$

Хотя первая система — обобщённые, а вторая — обычные ф-ции, обе они не принадлежат L^2, т. е. не квадратично интегрируемы.

Тому же выбору классич. канонич. переменных отвечает импульсное представление, в к-ром полным набором коммутирующих наблюдаемых служат операторы P_i. Элементами $\mathscr{H}$ являются теперь ф-ции $\tilde{\varphi}(p)$ из $L^2(\mathbb{R}^3)$, действие операторов задано ф-лами

$$Q_i\tilde{\varphi}(p)=ih\frac{\partial}{\partial p_i}\tilde{\varphi}(p),\ P_i\tilde{\varphi}(p)=p_i\tilde{\varphi}(p),$$

а их собств. ф-ции имеют вид

$$\tilde{\varphi}_{x^0}(p)=(2\pi\hbar)^{-3/2}\exp\,(ipx^0),\ \varphi_{p^0}(p)=\delta(p-p^0),$$

т. е. опять не принадлежат L^2.

Ф-ции $\tilde{\varphi}(p)$ связаны с $\varphi(x)$ преобразованием Фурье

$$\tilde{\varphi}(p)=(2\pi\hbar)^{-3/2}\int\limits_{\mathbb{R}^3}\exp(-ipx/\hbar)\varphi(x)dx\equiv U\varphi(x),$$

и-рое выглядит как действие на $\varphi(x)$ интегрального оператора U; обратное преобразование получается действием сопряжённого оператора: $\varphi(x)=U^+\tilde{\varphi}(p)$. Благодаря равенству Парсеваля

$$\int\limits_{\mathbb{R}^3}|\varphi(x)|^2dx=\int\limits_{\mathbb{R}^3}|\tilde{\varphi}(p)|^2dp$$

U от оператор унитарен, т. е. координатное и импульсное представления унитарно эквивалентны.

Унитарная эквивалентность характерна для любой квантовомеханич. системы с конечным числом степеней свободы: по теореме фон Неймана — Стоуна неприводимое представление канонич. перестановочных соотношений единственно с точностью до унитарного преобразования. Выбор представления диктуется соображениями удобства и простоты в конкретной физ. ситуации. Помимо координатного и импульсного представлений наиб. употребительны: представление, где полным набором операторов служат операторы Гамильтона H, квадрата момента M^2 и его проекции на ось z (в задачах о частице в центр. поле); *фока представление* (в задачах, где система трактуется как набор слабо взаимодействующих осцилляторов); голоморфное представление (в описании когерентных оптич. пучков и аналогичных систем) и т. д.

Для систем с бесконечным числом степеней свободы теорема фон Неймана — Стоуна неприменима, и существует бесконечное множество унитарно неэквивалентных представлений канонич. перестановочных соотношений. Необходимость рассмотрения таких бесконечномерных систем объясняется двумя обстоятельствами: для квантовой теории поля — реальностью этих систем, *полей физических*; для статистич. физики — отсутствием теоретич. методов описания релаксации к равновесному состоянию для конечномерных систем, отсутствием фазовых переходов в таких системах. Соответствующее матем. оформление весьма сложно и с необходимостью использует нефоковские представления перестановочных соотношений. К.-л. законченной схемы, позволяющей описать реальные физ. системы строго, пока нет, хотя рассмотрены мн. примеры, моделирующие ту или иную сторону реальной ситуации. Большинство же прикладных (с точки зрения П. т.) задач использует *возмущений теорию*, основанную на фоковском представлении канонич. перестановочных соотношений.

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Фридрихс К. О., Возмущение спектра операторов в гильбертовом пространстве, пер. с англ., М., 1969; Рюэль Д., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1971; Завьялов О. И., Сушко В. Н., Неэквивалентные представления соотношений коммутации в физике бесконечных систем, в сб.: Статистическая физика и квантовая теория поля, М., 1973; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Фаддеев Л. Д., Якубовский О. А., Лекции по квантовой механике для студентов-математиков, Л., 1980.

Б. В. Медведев, В. П. Павлов.

ПРЕЛЕСТЬ (красота) (англ. beauty) — квантовое число, характеризующее определ. тип (*аромат*) кварка (*b*-кварка), а также адроны, в состав к-рых входит *b*-кварк и(или) антикварк $\bar{b}$). См. *Красота.*

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН (рефракция волн) — изменение направления распространения волны в неоднородной среде, обусловленное зависимостью фазовой скорости волны от координат. П. в. может рассматриваться как отдельное (независимое от *дифракции волн*) явление только в рамках применимости лучевого описания волновых процессов (см. *Геометрическая оптика*, *Геометрическая акустика*). Соответственно различают П. в. на плоской или плавно изогнутой (в масштабе длины волн) границе раздела однородных сред и П. в. в плавно неоднородной (в масштабе длины волны) среде (иногда термин «рефракция» относят только к этому случаю).

При преломлении плоской, монохроматич. волны на плоской границе раздела двух однородных неполлощающих сред направления распространения падающей и преломлённой волн связаны соотношением $\sin\theta_0/\sin\theta_1=v_0/v_1$ (*Снелля закон* преломления), где θ_1, θ_0 — углы падения и преломления, т. е. углы между направлениями фазовых скоростей v_1, v_0 и нормалью к границе. В изотропных средах величина $n_{21}=v_1/v_0$ не зависит от угла падения и наз. относит. показателем преломления двух сред; для эл.-магн. волн вводят абс. показатель преломления как отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости в среде. При $(v_0/v_1)\sin\theta_1>1$ не существует действит. углов θ_0, удовлетворяющих закону П. в., и преломлённая волна отсутствует — явление *полного внутреннего отражения*. Однако и в этом случае закон П.в. формально выполняется при комплексных значениях угла преломления, к-рым соответствуют бегущие вдоль границы и экспоненциально спадающие при удалении от неё моды. На границе раздела анизотропных сред, в н-рых величина фазовой скорости зависит от направления распространения, одной падающей могут соответствовать неск. преломлённых волн, фазовые скорости к-рых направлены от границы в глубь среды (угол преломления при этом может быть тупым). П. в. на резких границах раздела сред сопровождается (за редким исключением) отражением волн. Соотношение амплитуд падающей, преломлённой и отражённых волн зависит от природы и поляризации волн и в эл.-магн. случае определяется *Френеля формулами*. На эффекте П. в. основан принцип действия большинства оптич. устройств (микроскопов, телескопов, спектрографов, фотоаппаратов, световодов и др.). Рефракцией объясняются мн. явления природы: миражи, звуковые

каналы в ионосфере и атмосфере, сверхдальняя радиосвязь и др.

Лит.: Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., 3 изд., т. 3 — Излучение. Волны. Кванты, М., 1976; 2 изд., т. 7 — Физика сплошных сред, М., 1977. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ПРЕЛОМЛЕНИЕ РАДИОВОЛН — см. *Рефракция радиоволн.*

ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА — изменение направления распространения световой волны (светового луча) при прохождении через границу раздела двух различных прозрачных сред. На плоской границе раздела двух однородных изотропных сред с абс. *преломления показателями* n_1 и n_2 П. с. определяется след. законами: падающий, отражённый и преломлённый лучи и нормаль к границе раздела в точке падения лежат в одной плоскости (плоскости падения); углы падения φ_1 и преломления φ_2 (рис. 1), образованные соответствующими лучами с нормалью, и показатели преломления сред n_1 и n_2 связаны для монохроматич. света *Снелля законом*

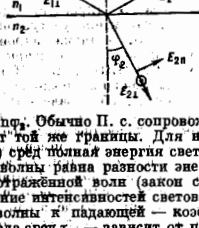


Рис. 1. Преломление света на границе раздела двух сред с n_1 и n_2 ($n_1 < n_2$); стрелками показано расположение компонент электрического вектора в плоскости падения, кружками с точкой — перпендикулярно плоскости падения.

$$n_1 \sin\varphi_1 = n_2 \sin\varphi_2.$$

Обычно П. с. сопровождается отражением света от той же границы. Для непоглощающих (прозрачных) сред полная энергия светового потока преломлённой волны равна разности энергий потоков падающей и отражённой волн (закон сохранения энергии). Отношение интенсивностей светового потока преломлённой волны к падающей — коэф. пропускания границы раздела сред τ_{21} — зависит от поляризации света падающей волны, угла падения φ_1 и показателей преломления n_1 и n_2. Строгое определение интенсивности преломлённой (и отражённой) волны может быть получено из решения ур-ний Максвелла с соответствующими граничными условиями для электрич. и магн. векторов световой волны и выражается *Френеля формулами*. Если электрич. вектор падающей и преломлённой волн разложить на две компоненты E_π (лежащую в плоскости падения) и $E_\perp$ (перпендикулярную к ней), ф-лы Френеля для коэф. пропускания соответствующих компонент имеют вид

$$\tau_{21\pi} = \frac{E_{2\pi}^2}{E_{1\pi}^2} = \frac{\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2}{\sin^2(\varphi_1+\varphi_2)\cos^2(\varphi_1-\varphi_2)}; \qquad (*)$$

$$\tau_{21\perp} = \frac{E_{2\perp}^2}{E_{1\perp}^2} = \frac{\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2}{\sin^2(\varphi_1+\varphi_2)}.$$

Зависимость величин $\tau_{21\pi}$ и $\tau_{21\perp}$ от φ_1 приведена на рис. 2. Из выражений (*) и рис. 2 следует, что для всех углов падения $\tau_{21\pi} \neq \tau_{21\perp}$, кроме частного случая нормального падения ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$), когда

$$\tau_{21\pi} = \tau_{21\perp} = 4n_1n_2/(n_1+n_2)^2.$$

Это означает, что для всех φ_1 (кроме $\varphi_1 = 0$) происходит поляризация преломлённого света. Если на границу раздела падает естественный (не поляризованный) свет, для к-рого $E_{1\pi}^2 = E_{1\perp}^2$, то в преломлённой волне $E_{2\pi}^2 \neq E_{2\perp}^2$, т. е. свет будет частично поляризованным. Наиб. значит. поляризация преломлённой волны происходит при падении под углом Брюстера $\varphi_{1B} = \operatorname{arctg}(n_2/n_1)$, когда $\varphi_1 + \varphi_2 = \pi/2$ (рис. 2). При этом $\tau_{21\perp} < 1$, а $\tau_{21\pi} = 1$, т. е. преломление поляризов. света с $E_{2\pi}$ не сопровождается отражением.

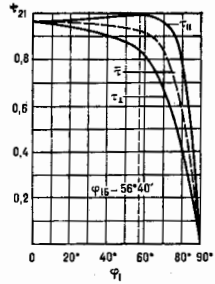


Рис. 2. Зависимость коэффициентов пропускания $\tau_{21\pi}$, $\tau_{21\perp}$ и $\bar{\tau} = {}^1/_2(\tau_{21\pi} + \tau_{21\perp})$ для волн различной поляризации от угла падения φ_1 при преломлении на границе воздух ($n_1 = 1$) — стекло (с показателем преломления $n_2 = 1{,}52$); τ_{21} — для падающего неполяризованного света.

Если свет падает из среды оптически менее плотной в более плотную ($n_2 > n_1$), то $\varphi_2 < \varphi_1$ и преломлённый луч существует при всех значениях угла φ_1 от 0 до 90°. Если свет падает из среды оптически более плотной в менее плотную ($n_2 < n_1$), то $\varphi_2 > \varphi_1$ и преломлённая волна существует лишь в пределах угла падения от $\varphi_1 = 0$ до $\varphi_1 = \arcsin(n_2/n_1)$. При углах падения $\varphi_1 > \arcsin(n_2/n_1)$ П. с. не происходит, существует только отражённая волна — явление *полного внутреннего отражения*.

В оптически анизотропных средах в общем случае образуются две преломлённые световые волны с взаимно перпендикулярной поляризацией (см. *Кристаллооптика*).

Формально законы П. с. для прозрачных сред могут быть распространены и на поглощающие среды, если рассматривать показатель преломления для таких сред как комплексную величину $n_{\text{пог}} = n(1 - i\varkappa)$, где $\varkappa$ — показатель поглощения. В случае металлов, обладающих сильным поглощением (и большим коэф. отражения), идущая внутрь металла волна поглощается в тонком приповерхностном слое и понятие преломлённой волны теряет смысл (см. *Металлооптика*).

Поскольку показатель преломления сред зависит от длины волны света λ (см. *Дисперсия света*), то в случае падения на границу раздела прозрачных сред немонохроматич. света преломлённые лучи разл. длин волн идут по разл. направлениям $\varphi_2 = \varphi_2(\lambda)$, что используется в дисперсионных призмах.

На П. с. на выпуклых, вогнутых и плоских поверхностях прозрачных сред основано действие линз, служащих для получения *изображений оптических*, дисперсионных призм и др. оптич. элементов.

Если показатель преломления изменяется непрерывно (напр., в атмосфере с высотой), то при распространении светового луча в такой среде также происходит непрерывное изменение направления распространения — луч искривляется в сторону большего значения показателя преломления (см. *Рефракция света* в атмосфере), но при этом отражения света не происходит.

Под действием излучения большой интенсивности, создаваемого мощными лазерами, среда становится нелинейной. Индуцированные в молекулах среды под действием сильного электрич. поля световой волны диполи вследствие ангармоничности колебаний электронов молекул излучают в среде вторичные волны не только на частоте ω падающего излучения, но также волны с удвоенной частотой — гармоники — 2ω (и более высокие гармоники 3ω, ...). С молекулярной точки зрения интерференция этих вторичных волн приводит к образованию в среде результирующих преломлён-

ных волн с частотой ω (как в линейной оптике) (см. *Гюйгенса — Френеля принцип*), а также с частотой 2ω, к-рым соответствуют макроскопич. показатели преломления $n(\omega)$ и $n(2\omega)$. Вследствие дисперсии среды $n(\omega) \neq n(2\omega)$ и, следовательно, в среде образуются две преломлённые волны с частотами ω и 2ω, распространяющиеся по разл. направлениям. При этом интенсивность преломлённой волны на частоте 2ω значительно меньше интенсивности на частоте ω (подробнее см. в ст. *Нелинейная оптика*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985. *В. И. Малышев.*

ПРЕЛОМЛЕ́НИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ (преломления коэффициент) — оптич. характеристика среды, связанная с *преломлением света* на границе раздела двух прозрачных оптически однородных и изотропных сред при переходе его из одной среды в другую и обусловленная различием фазовых скоростей распространения света c_1 и c_2 в средах. Величина П. п., равная отношению этих скоростей $n_{21} = c_1/c_2$, наз. относительным П. п. этих сред. Если свет падает на вторую или первую среду из вакуума (где скорость распространения света c), то величины $n_2 = c/c_2$ и $n_1 = c/c_1$ наз. абсолютными П. п. данных сред. При этом $n_{21} = n_2/n_1$, а закон преломления может быть записан в виде $n_2 \sin\varphi_1 = n_2 \sin\varphi_2$, где φ_1 и φ_2 — углы падения и преломления.

Величина абсолютного П. п. зависит от природы и строения вещества, его агрегатного состояния, темп-ры, давления и др. При больших интенсивностях П. п. зависит от интенсивности света (см. *Нелинейная оптика*). У ряда веществ П. п. изменяется под действием внеш. электрич. поля (*Керра эффект* — в жидкостях и газах; *электрооптич. Поккельса эффект* — в кристаллах).

Для данной среды П. п. зависит от длины волны света λ, причём в области полос поглощения эта зависимость носит аномальный характер (см. *Дисперсия света*). В рентг. области П. п. практически для всех сред близок к 1, в видимой области для жидкостей и твёрдых тел — порядка 1,5; в ИК-области для ряда прозрачных сред ≈ 4,0 (для Ge).

Анизотропные среды характеризуются двумя П. п.: обыкновенным n_o (аналогично изотропным средам) и n_e — необыкновенным, величина к-рого зависит от угла падения луча и, следовательно, направления распространения света в среде (см. *Кристаллооптика*). Для сред, обладающих поглощением (в частности, для металлов), П. п. является комплексной величиной и может быть представлен в виде $n' = n(1 - i\varkappa)$, где n — обычный П. п., $\varkappa$ — показатель поглощения (см. *Поглощение света*, *Металлооптика*).

П. п. является макроскопич. характеристикой среды и связан с её *диэлектрической проницаемостью* ε и магн. проницаемостью μ: $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$. Классич. электронная теория (см. *Дисперсия света*) позволяет связать величину П. п. с микроскопич. характеристиками среды — электронной *поляризуемостью* атома (или молекулы) α, зависящей от природы атомов и частоты света, и плотностью среды: $n^2 = 1 + 4\pi N\alpha$, где N — число атомов в единице объёма. Действующее на атом (молекулу) электрич. поле E световой волны вызывает смещение оптич. электрона из положения равновесия; атом приобретает индуцирон. дипольный момент $p = \alpha E$, изменяющийся во времени с частотой падающего света, и является источником вторичных когерентных волн, к-рые, интерферируя с падающей на среду волной, образуют результирующую световую волну, распространяющуюся в среде с фазовой скоростью $c_1 < c$, и поэтому $n = c/c_1 > 1$.

Интенсивность обычных (не лазерных) источников света относительно невелика, напряжённость электрич. поля E световой волны, действующего на атом, много меньше внутриатомных электрич. полей, и электрон в атоме можно рассматривать как гармоническ. осциллятор. В этом приближении величина α и П. п. $n = \sqrt{1 + 4\pi N\alpha}$ являются величинами постоянными (на данной частоте), не зависящими от интенсивности света. В интенсивных световых потоках, создаваемых мощными лазерами, величина электрич. поля световой волны может быть соизмерима с внутриатомными электрич. полями и модель гармоническ. осциллятора оказывается неприемлемой. Учёт ангармоничности сил в системе электрон — атом приводит к зависимости поляризуемости атома α, а следовательно и П. п., от интенсивности света. Связь между p и E оказывается нелинейной; П. п. может быть представлен в виде $n_н = n_0 + n_2 E^2$, где n_0 — П. п. при малых интенсивностях света; n_2 (обычно принятое обозначение) — нелинейная добавка к П. п., или коэф. нелинейности. П. п. n_2 зависит от природы среды, напр. для силикатных стёкол $n_2 = (1{,}4 \div 1{,}5) \cdot 10^{-13}$ см^2/В^2.

На П. п. влияет высокая интенсивность ещё и в результате эффекта *электрострикции*, изменяющего плотность среды, высокочастотного эффекта Керра для анизотропных молекул (в жидкости), а также в результате повышения темп-ры, вызванного поглощением излучения. Все эти эффекты прямо пропорциональны интенсивности света ($\sim E^2$) и дают вклад в величину n_2.

П. п. фоторефрактивных кристаллов (напр., $LiNbO_3$) также зависит от интенсивности света в результате возникновения и пространственного перераспределения в кристалле электрич. зарядов; причём изменение П. п. сохраняется довольно долго и после прекращения засветки.

П. п. как оптич. характеристика среды в линейной оптике часто используется при физ.-хим. анализах. П. п. к.-л. вещества обычно измеряется по отношению к воздуху для $\lambda = 589 \div 589{,}6$ нм (жёлтый дублет линии натрия), при $t = 20$ °С, атм. давлении и обозначается n_D. Для твёрдых тел величина n_D изменяется в пределах от 1,3 до 4,0, для жидкостей — от 1,2 до 1,9, для газов (при нормальных условиях) — от 1,000035 (He) до 1,000702 (Xe), для воздуха $n_D = 1{,}000029$. Измерение n_D производится с помощью *рефрактометров*.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985. *В. И. Малышев.*

ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ ЧАСТО́ТЫ — сдвиг спектра сигнала по частоте без изменения формы спектра. П. ч. возникает при воздействии колебаний сигнала и гетеродина на нелинейное устройство, наз. смесителем; в результате в спектре выходного сигнала наряду с др. частотами образуются разностная и суммарная частоты: выделение одной из них и является результатом работы смесителя. Величина сдвига определяется частотой вспомогат. генератора (гетеродина).

П. ч. используют в радиоприёмных устройствах, измерит. технике, эталонных генераторах и т. д., поскольку при этом усиление сигнала в широком диапазоне перестраиваемых частот заменяется усилением непере-страиваемой комбинац. частоты, наз. промежуточной. Постоянство промежуточной частоты $\omega_п = \omega_c - \omega_г = \text{const}$ при перестройке частоты сигнала ω_c обеспечивает одноврем. перестройка частоты гетеродина $\omega_г$. Т. о., усиление сигнала в устройствах с П. ч. осуществляется на сравнительно низкой, обычно стандартной частоте.

При передаче информации радиочастотное колебание можно модулировать по разл. параметрам: амплитуде $E_c(t)$, частоте $\omega_c(t)$ и фазе $\varphi_c(t)$ (см. *Модулированные колебания*). Для того чтобы при П. ч. модуляция была перенесена на промежуточную частоту без искажений, необходимо выполнение след. условий: 1) нелинейное устройство (напр., полупроводниковый диод) должно иметь вольт-амперную характеристику, близкую к квадратичной или аппроксимируемую полиномом чётной степени; 2) амплитуда сигнала E_c должна быть много меньше амплитуды колебаний гетеродина $E_г$; 3) частота ω_c должна быть выше $\omega_г$.

Поскольку в выходной цепи смесителя имеются разл. комбинац. частоты, то для выделения разностной или суммарной частоты выходная цепь должна быть избирательной, т. е. резонансной, настроенной на нужную частоту.

Под П.ч. часто понимают и др. операции, осуществляемые, напр., при помощи *делителя частоты* или умножителя частоты.

С. Ф. Литвин.

ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ СИММЕ́ТРИИ — см. *Симметрия кристаллов.*

ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛИ ВСТРЁЧНО-ШТЫРЕВЫЕ (ВШП) — см. *Пьезоэлектрические преобразователи.*

ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ НАПРЯЖЕ́НИЯ — устройство, вырабатывающее напряжение питания заданной величины из др. питающего напряжения (напр., для питания аппаратуры от аккумулятора). Одним из осн. требований, предъявляемых к П. н., является обеспечение максимального кпд.

Преобразование перем. напряжения легко осуществляется с помощью трансформатора, поэтому преобразователи пост. напряжения выполняются, как правило, на основе промежуточного преобразования пост. напряжения в переменное. Мощный генератор перем. напряжения, к-рый питается от источника исходного пост. напряжения, подключается к первичной обмотке трансформатора, а со вторичной обмотки снимается перем. напряжение нужной величины, к-рое затем выпрямляется. Постоянное выходное напряжение выпрямителя при необходимости стабилизируется с помощью стабилизатора, включённого на выходе выпрямителя, или путём управления параметрами перем. напряжения, вырабатываемого генератором (см. *Стабилизация тока и напряжения*). Для получения высокого кпд в П. н. применяются генераторы, работающие в т. н. ключевом режиме и вырабатывающие напряжение прямоуг. формы (см. *Ловчинские схемы*). Выходные транзисторы генератора, коммутирующие напряжение на первичной обмотке, переключаются из закрытого состояния, в к-ром ток через транзистор не течёт, в состояние насыщения, в к-ром падение напряжения на транзисторе мало, рассеивая небольшую мощность.

В П. н. высоковольтных источников питания обычно используется эдс самоиндукции, возникающая на индуктивности при резком прерывании тока. Прерывателем тока служит транзистор, работающий в ключевом режиме, индуктивностью является первичная обмотка повышающего трансформатора. Выходное напряжение снимается со вторичной обмотки и выпрямляется. Такие схемы вырабатывают напряжение до неск. десятков кВ и применяются для питания кинескопов, электронно-лучевых трубок и т. п. Ключевой режим работы П. н. обеспечивает кпд порядка 80% и выше.

А. В. Степанов.

ПРЕОНЫ — гипотетич. элементарные объекты (частицы), из к-рых, возможно, составлены кварки и лептоны (см. *Составные модели лептонов и кварков*).

ПРЕЦЕ́ССИЯ (от позднелат. praecessio — предшествование) — движение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку O, к-рое определяется изменением угла прецессии ψ (см. *Эйлера углы*) и представляет собой вращение вокруг неподвижной оси Oz_1 с угл. скоростью Π. $\omega = \dot{\psi}$. Наряду с П. тело совершает собств. вращение с угл. скоростью Ω вокруг неизменно связанной с телом оси Oz (ось собств. вращений), а также нутационное движение, при к-ром происходит изменение угла *нутации* $\theta = z_1Oz$ (рис.). Если во всё время движения $\theta = \text{const}$ (нутация отсутствует) и величины Ω, ω также остаются постоянными, то движение тела наз. регулярной П. Ось Oz описывает при этом вокруг оси П. Oz_1 прямой круговой конус. Такую П. при произвольных нач. условиях совершает закреплённое в центре тяжести симметрич. тело (гироскоп), на к-рое никакие силы, создающие момент относительно закреплённой точки, не действуют; осью П. в этом случае является неизменное направление кинетич. момента тела (см. *Момент количества движения*). Симметрич. тело, закреплённое в произвольной точке оси симметрии и находящееся под действием силы тяжести (тяжёлый гироскоп или волчок), совершает при произвольных нач. условиях П. вокруг вертикальной оси, сопровождающуюся нутационными колебаниями, амплитуда и период к-рых тем меньше, чем больше угл. скорость

Схема прецессии твёрдого тела: Ox_1Oy_1, Oz_1 — неподвижные оси, по отношению к которым движется тело, ON — прямая, перпендикулярная к плоскости z_1Oz (линия узлов), ψ — угол x_1ON.

собств. вращения Ω. Когда $\Omega \gg \omega$, видимое движение гироскопа мало отличается от регулярной П.; такую П., сопровождающуюся нутационными ВЧ-колебаниями малой амплитуды, наз. п с е в д о р е г у л я р н о й П. Угл. скорость псевдорегулярной П. тяжёлого гироскопа приближённо определяется равенством $\omega = Pa/I\Omega$, где P — вес гироскопа, a — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести, I — момент инерции гироскопа относительно оси симметрии. Сопротивление движению вызывает затухание нутационных колебаний, и П. постепенно становится регулярной.

Движение широко применяемых в технике гироскопич. систем носит характер псевдорегулярной П.; для изучения его используют обычно т. н. элементарную (прецессионную) теорию гироскопич. явлений. Подробнее см. в ст. *Гироскоп.*

С. М. Тарг.

ПРИБО́Р С ЗАРЯ́ДОВОЙ СВЯ́ЗЬЮ (ПЗС) — *интегральная схема*, представляющая собой совокупность *МДП-структур*, сформированных на общей полупроводниковой подложке т. о., что полоски электродов образуют линейную или матричную регулярную структуру. Расстояния между соседними электродами столь малы, что существенным становится их взаимовлияние вследствие перекрытия областей пространственного заряда вблизи краёв соседних электродов (рис. 1). Изобретён У. Бойлом (W. Boyle) и Дж. Смитом (G. Smith) в 1969. В ПЗС осуществляется направленная передача

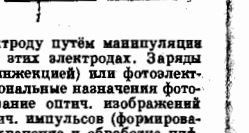


Рис. 1. Структура прибора с зарядовой связью (фрагмент): *1* — кристалл кремния; *2* — вход — выход; *3* — металлические электроды; *4* — диэлектрик.

зарядов от электрода к электроду путём манипуляции электрич. напряжениями на этих электродах. Заряды в ПЗС вводятся электрич. (инжекцией) или фотоэлектрич. способами. Осн. функциональные назначения фоточувствит. ПЗС — преобразование оптич. изображений в последовательность электрич. импульсов (формирование видеосигнала), а также хранение и обработка цифровой и аналоговой информации. Используются термины «прибор с переносом заряда» (ППЗ) и «фоточувствит. прибор с зарядовой связью» (ФПЗС). ПЗС изготовляют на основе монокристаллич. кремния. Для этого на поверхности кремниевой пластины методом термич. окисления создаётся тонкая (0,1—0,15 мкм) диэлектрич. плёнка диоксида кремния (SiO_2). Этот процесс осуществляется т. о., чтобы обеспечить совершенство границы раздела полупроводник — диэлектрик и мин. концентрацию рекомбинац. центров на границе. Электроды отд. МДП-элементов производятся из алюминия, их длина составляет 3—7 мкм, зазор между электродами $\approx$ 0,2—3 мкм. Типичное число МДП-элементов 500—

2000 в линейном и 10^6—10^8 в матричном ПЗС; площадь пластины ~ 1 см². Под крайними электродами каждой строки изготовляют p — n-*переходы*, предназначенные для ввода — вывода порции зарядов (зарядовых пакетов) электрич. способом (инжекция p — n-переходом). При фотоэлектрич. вводе зарядовых пакетов ПЗС освещают с фронтальной или тыльной стороны. При фронтальном освещении во избежание затеняющего действия электродов алюминий обычно заменяют плёнками сильнолегиров. поликристаллич. кремния (поликремния), прозрачного в видимой и ближней ИК-областях спектра.

Принцип действия ПЗС на примере фрагмента строки ФПЗС, управляемой трёхтактовой (трёхфазной) схемой, иллюстрируется на рис. 2. В течение такта I (восприятие, накопление и хранение видеоинформации) к электродам *1*, *4*, *7* прикладывается т. н. напряжение хранения $U_{хр}$, отталкивающее осн. носители — дырки в случае кремния p-типа — в глубь полупроводника и образующее обеднённые слои глубиной 0,5—2 мкм — потенц. ямы для электронов. Освещение поверхности ФПЗС порождает в объёме кремния избыточные электронно-дырочные пары, при этом электроны стягиваются в потенц. ямы, локализуются в тонком (~0,01 мкм) приповерхностном слое под электродами *1*, *4*, *7*, образуя сигнальные зарядовые пакеты. Величина заряда в каждом пакете пропорциональна экспозиции поверхности вблизи данного электрода. В хорошо сформированных МДП-структурах образующиеся заряды вблизи электродов могут относительно долго сохраняться, однако постепенно вследствие генерации носителей зарядами примесными центрами, дефектами в объёме или на границе раздела (темновой ток) эти заряды будут накапливаться в потенц. ямах, пока не превысят сигнальные заряды и даже полностью заполнят ямы.

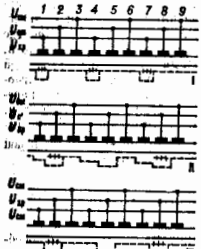



Рис. 2. Схема работы трёхфазного прибора с зарядовой связью — сдвигового регистра.

Во время такта II (перенос зарядов) к электродам *2*, *5*, *8* и т. д. прикладывается т. н. напряжение считывания, $U_{с}$, более высокое, чем напряжение хранения $U_{хр}$. Поэтому под электродами *2*, *5* и *8* возникают более глубокие потенц. ямы, чем под электродами *1*, *4* и *7*, и вследствие близости электродов *1* и *2*, *4* и *5*, *7* и *8* барьеры между ними исчезают и электроны перетекают в соседние, более глубокие потенц. ямы.

Во время такта III напряжение на электродах *2*, *5*, *8* снижается до $U_{хр}$, а с электродов *1*, *4*, *7* снимается. Т. о. осуществляется перенос всех зарядовых пакетов вдоль строки ПЗС вправо на один шаг, равный расстоянию между соседними электродами.

Во всё время работы на электродах, непосредственно не подключённых к потенциалам $U_{хр}$ или $U_{с}$, поддерживается небольшое напряжение смещения $U_{см}$ (1—3 В), обеспечивающее обеднение носителями заряда всей поверхности полупроводника и ослабление на ней рекомбинац. эффектов.

Повторяя процесс коммутации напряжений многократно, выводят через крайний p — n-переход последовательно все зарядовые пакеты, возбуждённые, напр., светом в строке. При этом в выходной цепи возникают импульсы напряжения, пропорциональные величине заряда данного пакета. Картина освещённости трансформируется в поверхностный зарядовый рельеф, к-рый после продвижения вдоль всей строки преобразуется в последовательность электрич. импульсов. Чем больше число элементов в строке или матрице (число элементов разложения), тем точнее воспринимается изображение.

При небольшом числе переносов увеличиваются рекомбинац. потери, происходит неполная передача зарядового пакета от одного электрода к соседнему и усиливаются обусловленные этим искажением информации. Чтобы избежать искажений накопленного видеосигнала из-за продолжающегося во время переноса освещения, на кристалле ФПЗС создают пространственно разделённые области восприятия — накопления и хранения — считывания, причём в первых обеспечивают макс. фоточувствительность, а вторые, наоборот, экранируют от света. В линейном ФПЗС (рис. 3, *а*) заряды, накопленные в строке *1* за один цикл, передаются в регистр *2* (из чётных элементов) и в регистр *3* (из нечётных). В то время, как по этим регистрам информация передаётся через выход *4* в схему объединения сигналов *5*, в строке *1* накапливается новый видеокадр. В ФПЗС с кадровым переносом (рис. 3, *б*) информация, воспринятая матрицей накопления *1*, быстро «сбрасывается» в матрицу хранения *2*, из к-рой последовательно считывается ПЗС-регистром *3*; в это же время матрица *1* накапливает новый кадр.

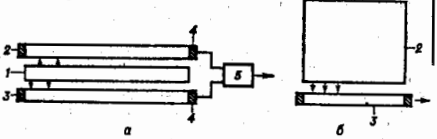


Рис. 3. Накопление и считывание информации в линейном (*а*), матричном (*б*) фоточувствительном приборе с зарядовой связью и в приборе с зарядовой инжекцией.

Осн. параметры ПЗС: амплитуды управляющих импульсов ($U_{хр}$, $U_{с} \approx 5$—20 В), относит. потери заряда при одном переносе ($\varepsilon \sim 10^{-3}$—10^{-5}), макс. тактовая частота ($f_{такт} = 10$—100 МГц), макс. и мин. плотности зарядового пакета ($Q_{n,\,макс} \approx 50$ нКл/см²; $Q_{n,\,мин} \approx$ ≈ 50 пКл/см²), динамич. диапазон ($D = 20 \lg Q_{n,макс}/Q_{n,\,мин} \approx 60$—80 дБ), плотность темнового тока ($I_т = 10^{-10}$—10^{-9} А/см²). Для характеристики ФПЗС кроме перечисленных выше параметров указываются спектральный диапазон ($\Delta\lambda = 0{,}4$—$1{,}1$ мкм), фоточувствительность ($S_ф = 0{,}1$—$0{,}5$ А/Вт), макс. и мин. экспозиции ($H_{макс} \leqslant 300$ нДж/см², $H_{мин} \geqslant 300$ пДж/см²), разрешающая способность ($r = 10$—50 линий/мм). Кроме ПЗС простейшей структуры (рис. 1) получили распространение и др. их разновидности, в частности приборы с поликремниевыми перекрывающимися электродами (рис. 4, *а*), в к-рых обеспечивается активное фотовоздействие на всю поверхность полупроводника и малый зазор между электродами, и приборы с асимметрией приповерхностных свойств (напр., слоем диэлектрика перем. толщины — рис. 4, *б*), работающие в двухтактовом режиме. Принципиально отлична структура ПЗС с объёмным каналом (рис. 4, *в*), образованным диффузией примесей. Накопление, хранение, перенос заряда происходят в объёме полупроводника, где меньше, чем на поверхности, рекомбинац. центров и выше подвижность носителей. Следствием этого является увеличение на порядок значения $f_{такт}$ и уменьшение ε по сравнению со всеми разновидностями ПЗС с поверхностным каналом.

Для восприятия цветных изображений используют один из двух способов: разделение оптич. потока с помощью призмы на красный, зелёный, синий, восприятие каждого из них специальным ФПЗС — кристаллом,

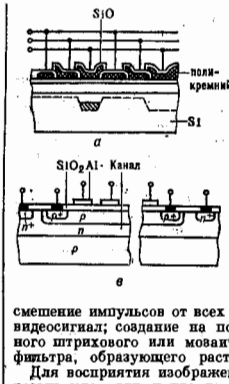


Рис. 4. Разновидности приборов с зарядовой связью с поверхностным (*а*, *б*) и объёмным (*в*) каналами.

смещение импульсов от всех трёх кристаллов в единый видеосигнал; создание на поверхности ФПЗС плёночного штрихового или мозаичного кодирующего светофильтра, образующего растр из разноцветных триад.

Для восприятия изображений в ИК-области спектра развиваются три направления: легирование кремния примесями (In, Ga, Te и др.) и использование примесного фотоэффекта; разработка ФПЗС на узкозонных полупроводниковых соединениях (напр., на In, Sb для диапазона $\Delta\lambda = 3$—5 мкм); создание гибридных структур, сочетающих фоточувствит. мишень, напр. на кристалле HgCdTe, и кремниевые ПЗС-регистры, обеспечивающие считывание информации, накапливаемой в мишени.

Осн. отличит. особенностью ПЗС как изделия микроэлектроники является возможность вводить в кристалл и хранить без искажения большие массивы цифровой (в т. ч. многоуровневой) или аналоговой информации, использовать электрич. и оптич. способы для ввода информации, осуществлять направленное распространение (в т. ч. циркуляцию) информации в кристалле и неразрушающий доступ к ней, проводить как последовательный, так и параллельный принцип обработки информации. От вакуумных приёмников изображений (*видиконов*) ФПЗС, кроме того, отличается жёстким геом. растром, позволяющим фиксировать координаты элементов разложения и исключить дисторсию и др. искажения растра, долговечностью, меньшей потребляемой мощностью, отсутствием микрофонного эффекта к выгорания под действием сильной засветки, нечувствительностью к магн. и электрич. полям.

Осн. применение ПЗС находит в качестве безвакуумного твердотельного аналога видикона для восприятия и обработки видеоинформации в телевидении, устройствах техн. зрения, видеокамерах, электронных фотоаппаратах. Значительно меньше ПЗС используют в цифровой технике в качестве запоминающих устройств, регистров, арифметико-логич. устройств (см. *Логические схемы*, *Памяти устройства*) и в аналоговой технике в качестве линий задержки, фильтров и т. п.

Лит.: Сенен К., Томсет М., Приборы с переносом заряда, пер. с англ., М., 1978; Носов Ю. Р., Шилин В. А., Основы физики приборов с зарядовой связью, М., 1986; Пресс Ф. П., Фоточувствительные микросхемы с зарядовой связью, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Электроника, т. 18, М., 1986.

Ю. Р. Носов.

ПРИВЕДЕНИЕ СИЛ — преобразование системы сил, приложенных к твёрдому телу, в другую, ей эквивалентную систему сил, в частности простейшую. В общем случае любая система сил, действующих на твёрдое тело, при приведении к произвольному центру O, называемому центром приведения, заменяется одной силой, равной геом. сумме (гл. вектору $\boldsymbol{R}$) сил системы и приложенной в центре приведения, и одной парой с моментом, равным геом. сумме (гл. моменту $\boldsymbol{M}_0$) всех сил системы относительно центра приведения. В зависимости от того, чему у данной системы сил равны $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$, эта система может окончательно приводиться к одному из следующих простейших видов: а) к *паре сил* с моментом $\boldsymbol{M}_0$, когда $\boldsymbol{R} = 0$, а $\boldsymbol{M}_0 \neq 0$; б) к одной силе, т. е. к равнодействующей, равной $\boldsymbol{R}$, когда $\boldsymbol{R} \neq 0$, а $\boldsymbol{M}_0 = 0$ или $\boldsymbol{M}_0 \perp \boldsymbol{R}$; в) к *динамическому винту*, когда векторы $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$ не равны нулю и не взаимно перпендикулярны. При $\boldsymbol{R} = 0$ и $\boldsymbol{M}_0 = 0$ система сил находится в равновесии.

С. М. Тарг.

ПРИВЕДЁННАЯ МАССА — условная характеристика распределения масс в движущейся механической или смешанной (напр., эл.-механич.) системе, зависящая от физ. параметров системы (масс, моментов инерции, индуктивности и др.) и от закона её движения. В простейших случаях П. м. μ определяется из равенства $T = {}^1/_2\mu v^2$, где T — *кинетическая энергия* системы, v — скорость нек-рой характерной точки, к к-рой и приводится масса системы. Напр., для тела, совершающего плоско-параллельное движение, при приведении к его центру масс C П. м. $\mu = [1 + (\rho_c/h_c)^2]m$, где m — масса тела, ρ_c — *радиус инерции* относительно оси, перпендикулярной к плоскости движения и проходящей через центр C, h_c — расстояние от центра масс до мгновенной оси вращения (в общем случае величина переменная). Обобщением понятия П. м. являются т. н. коэф. инерции a_{ik} в выражении кинетич. энергии системы со стационарными связями, положение к-рой определяется s обобщёнными координатами q_i:

$$2T = \sum_{i,k=1}^{s} a_{ik}\dot{q}_i\dot{q}_k,$$

где $\dot{q}_i$, $\dot{q}_k$ — обобщённые скорости, a_{ik} — ф-ции обобщённых координат.

С. М. Тарг.

ПРИВЕДЁННОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — термодинамич. *уравнение состояния*, записанное относительно безразмерных величин (приведённых переменных), определённых в масштабе критич. значений. П. у. с. $P' = P'(T', v')$ получается из обычного ур-ния состояния $P = P(T, v)$ заменой $P \to P' = P/P_c$, $v \to v' = v/v_c$, $T \to T' = T/T_c$ (P_c, v_c, T_c — критич. значения давления P, уд. объёма v, темп-ры T, координаты *критической точки*). Параметры v_c, T_c [а следовательно, и $P_c = P(T_c, v_c)$] могут быть получены из совместного решения ур-ний

$$\frac{\partial P(T, v)}{\partial v} = 0, \quad \frac{\partial^2 P(T, v)}{\partial v^2} = 0,$$

являющихся необходимым условием термодинамич. устойчивости критич. состояния системы. Использование приведённых переменных P', v', T' удобно в случаях, когда феноменологич. ур-ние состояния рассматриваемых систем $P = P(T, v)$ включает только два параметра, конкретизирующих систему данного класса (напр., параметры a и b в *Ван-дер-Ваальса уравнении*). В этом случае П. у. с. не содержит указанных параметров и универсально для всех систем, описываемых ур-ниями состояния данного типа (*соответственных состояний законы*). Термодинамич. особенности таких систем [уд. теплоёмкости, теплота фазового перехода, уд. объёмы жидкой и газообразной фаз, кривая инверсия (см. *Джоуля — Томсона эффект*) и др.] также являются универсальными ф-циями v' и T' и, будучи определёнными (напр., экспериментально) для одной из таких систем, могут быть пересчитаны на другие.

В микроскопич. теории возможность существования универсальных ур-ний состояния может быть обоснована для систем, статистически невырожденных по отношению к трансляц. движению, когда $kT \gg \hbar^2 m^{-1}(N/V)^{2/3}$, где V — объём системы, содержащей N частиц с массой m_0 (см. *Статистическая физика*), и когда потенциал взаимодействия двух частиц классич. системы $\Phi(R) = U_0\Psi(R/d)$, где R — расстояние между частицами, d — их эфф. диаметр, U_0 — параметр

интенсивности взаимодействия (ф-ция $\Psi(R/d) \sim (d/R)^n - (d/R)^m$; для потенциала Ленарда — Джонса $n = 12$, $m = 6$ (см. *Межмолекулярное взаимодействие*); для случая твёрдых сфер $n \to \infty$]. Тогда, введя безразмерные величины $\Theta = kT/U_0$, $\varphi = V/d^3$ и $\pi = Pd^3/U_0$, можно показать, что термич. ур-ние состояния $P = P(T, v)$ и калорич. ур-ние состояния для теплоёмкости $C_{V,N} = C_{V,N}(T, v)$, определяемые производными логарифма статистич. интеграла классич. идеальной системы, выражаются через θ и φ вне зависимости от конкретных значений U_0 и d:

$$\pi = \pi(\theta, \varphi), \quad C_{V,N} = C_{V,N}(\theta, \varphi).$$

Т. о., из подобия потенциалов взаимодействия частиц в разл. физ. системах (т. е. в системах с одинаковой ф-цией ψ) следует универсальность П. у. с. Для каждого вида ф-ции ψ существуют свои П. у. с.

Использование приведённых переменных естественно в полуфеменологич. теории *критических явлений*. В ней предполагается, что существует нек-рый класс физически разл. систем (газ — жидкость, бинарный сплав, магнетики и др.), термодинамич. поведение к-рых в непосредств. близости к критич. точке или к точке *фазового перехода* является подобным. Поведение разл. термодинамич. величин аппроксимируется степенным законом по параметру $\tau = (T - T_c)/T$ (степени этого параметра α, β, γ, $\delta = 1 + \gamma/\beta$ наз. *критическими показателями*). Ур-ние состояния магнетика $M = M(T, H)$, где M — намагниченность, H — напряжённость магн. поля, в переменных $m = M/|\tau|^\beta$ и $h = H/|\tau|^{\beta\delta}$ таково, что исе изотермы сливаются в одну, имеющую две ветви, $m = m(h, \tau/|\tau|)$. Для ряда магнетиков этот вывод подтверждён экспериментально. Если ур-ние состояния магнетика определяется двумя параметрами A и B, различными для разных систем, напр. зависимостью

$$h = mA(\mp 1 + Bm^{1/\beta})^\gamma,$$

удовлетворяющей заданному с помощью критич. показателей поведению намагниченности $M \sim |\tau|^\beta$, изотермической восприимчивости $\chi \sim |\tau|^{-\gamma}$ и теплоёмкости $C_H \sim |\tau|^{-\alpha} (\alpha = 2 - 2\beta\gamma)$, то приведённые значения $m' = mB^\beta$ и $h' = h/AB^{\beta\delta}$ позволяют получить П. у. с.

$$h' = m'(\mp 1 + (m')^{1/\beta})^\gamma,$$

выражающее универсальный закон соответственных состояний магнетика в области критич. точки, к-рый в рамках гипотезы подобия можно перенести на язык систем типа газ — жидкость и т. п.

Лит.: Вукалович М. П., Новиков И. И., Уравнение состояния реальных газов, М.— Л., 1948; Кваскаков И. А., Термодинамика и статистическая физика, Теория равновесных систем, М., 1991; см. также *лит.* при ст. *Соответственных состояния*.

И. А. Квасников.

ПРИГОЖИНА ТЕОРЕМА — теорема *термодинамики неравновесных процессов*, согласно к-рой при данных внеш. условиях, препятствующих достижению системой равновесного состояния, стационарному (неравновесному, но независимому во времени) состоянию соответствует минимум *производства энтропии*. Если таких препятствий нет, то производство энтропии достигает своего абс. минимума — нуля. Доказана И. Р. Пригожиным (I. R. Prigogine) в 1947 из соотношений взаимности Онсагера (см. *Онсагера теорема*). П. т. эквивалентна доказанному Онсагером (1931) принципу миним. рассеяния энергии и справедлива, если кинетич. коэф. в соотношениях Онсагера постоянны. Для реальных систем П. т. справедлива лишь приближённо, поэтому минимальность производства энтропии для стационарного состояния не является столь общим принципом, как максимальность энтропии для равновесного состояния (см. *Второе начало термодинамики*).

Производство энтропии в неравновесной термодинамич. системе, к-рая описывается n независимыми термодинамич. силами $X_1, \ldots, X_n$, равно

$$\sigma = \sum_{i,k} L_{ik} X_i X_k.$$

Если термодинамич. силы $X_1, \ldots, X_m$ постоянны, то минимум σ соответствует условию $\partial\sigma/\partial X_i = 0$ при $i = m + 1, \ldots, n$, откуда поток

$$I_i = \frac{1}{2} \frac{\partial\sigma}{\partial X_i} = \sum_k L_{ik} X_k = 0$$

(при $i = m + 1, \ldots, n$), т. е. все потоки, кроме тех, к-рые поддерживаются постоянными, равны нулю. Справедливо и обратное утверждение: в стационарном состоянии σ минимально, поскольку σ — положительно определённая квадратичная форма.

В общем случае для непрерывной системы потоки и силы переменны в пространстве, т. е. зависят от точки x, и нужно рассматривать полное производство энтропии

$$P = \int \sigma(x) dV = \sum_{i,k} \int X_i(x) L_{ik} X_k(x) dV,$$

где интегрирование ведётся по объёму V системы, $\sigma(x)$ — локальное производство энтропии. П. т. утверждает, что в стационарном состоянии функционал P минимален относительно вариации $X_i(x)$ при постоянных L_{ik}. Если L_{ik} не постоянны, то минимальность не имеет места. В общем случае P можно исследовать для нек-рых моделей. Напр., для системы, находящейся в контакте с термостатом и состоящей из невзаимодействующих частиц, каждая из к-рых может находиться в одном из двух энергетич. состояний, а также поглощать и испускать монохроматич. излучение, показано, что даже для далёких от равновесия состояний производство энтропии может очень мало отличаться от равновесного.

Лит. см. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов*.

Д. Н. Зубарев.

ПРИЁМНИКИ ЗВУКА — устройства, предназначенные для обнаружения звуковых волн (см. *Звук*), измерения их характеристик (*звукового давления*, колебат. смещения, колебат. скорости, интенсивности и т. д.) и для преобразования акустич. сигнала в электрический с целью усиления, анализа, передачи на расстояние, записи. Наиб. распространение получили П. з.— *электроакустические преобразователи*, к-рые позволяют воспроизводить временную структуру акустич. сигнала; при малых волновых размерах П. з. с их помощью можно получить и пространственную структуру звукового поля. П. з. для воздушной среды наз. *микрофонами*, для водной — *гидрофонами*, для приёма звуковых волн в земной коре — *геофонами*; приём упругих волн на поверхности твёрдых тел осуществляется в и б р о м е т р а х. Микрофоны и гидрофоны в большинстве случаев служат приёмниками звукового давления, однако существуют и приёмники градиента давления, приёмники колебат. скорости и комбинир. приёмники для воздушной и водной среды. Эти функциональные особенности микрофонов и гидрофонов обеспечиваются как конструкцией приёмного элемента, так и электронной схемой первичной обработки выходного сигнала приёмника-преобразователя. Виброметры являются приёмниками *колебательного смещения частиц*, *колебательной скорости частиц* или *ускорения* (в последних двух случаях их наз. соответственно велосиметры и акселерометры), причём электронная схема, осуществляющая интегрирование или дифференцирование выходного сигнала, позволяет использовать один и тот же приёмный элемент для выполнения всех трёх ф-ций.

Осн. характеристикой П. з.— преобразователей является чувствительность, представляющая отношение

выходного электрич. сигнала к входному акустическому; для приёмников звукового давления чувствительность — отношение амплитуды электрич. напряжения в режиме холостого хода к амплитуде звукового давления. Зависимость чувствительности от частоты, амплитуды сигнала и направления его прихода определяет соответственно частотную характеристику, динамич. диапазон и направленность П. э.

По виду частотных характеристик П. э. подразделяют на широкополосные и резонансные. Первые позволяют принимать сложные по спектральному составу сигналы; они работают с пост. чувствительностью в широкой области частот, лежащей ниже первой собств. частоты механич. системы П. э., и используются, напр., при приёме речи и музыки, при исследованиях в *гидроакустике* и *геоакустике*, изучении *шумов* акустических разл. происхождения и т. п. Вторые служат для приёма тональных сигналов с заданной частотой или узкополосных сигналов. Они обладают повышенной за счёт резонанса чувствительностью и применяются в режимах активной акустич. локации в гидроакустике, дефектоскопии, медицинской диагностике, в разл. контрольно-измерит. УЗ-устройствах (см. *Ультразвук*). В *акустоэлектронике* используют как резонансные, так и широкополосные приёмники.

Динамич. диапазон П. э. определяется областью амплитуд сигнала, в к-ром чувствительность сохраняется неизменной; снизу он ограничен собств. шумами приёмного элемента, входных электрич. цепей и внешн. шумами, сверху — нелинейностью свойств приёмника. Направленность П. э. определяется их волновыми размерами и конструктивными особенностями, она оказывает существ. влияние на направленность акустич. антенн. Для получения острой НЧ-направленности приёма могут служить приёмники параметрич. типа, основанные на использовании нелинейных свойств среды, в к-рой распространяется звук (см. *Параметрические излучатели и приёмники звука*).

В качестве микрофонов в звуковом диапазоне частот служат преобразователи электродинамич., электростатич. типа, реже — *пьезоэлектрические преобразователи*. Чувствительность их составляет от единиц до сотен мВ/Па, динамич. диапазон — от десятков до сотен дБ. Электростатич., пьезоэлектрич. и пьезополимерные измерит. П. э. применяются в воздушной среде на УЗ-частотах. В качестве гидрофонов служат в осн. преобразователи из *пьезометрических материалов*. В гидроакустич. технике это гл. обр. П. э. из пьезокерамики с чувствительностью от единиц мкВ/Па до мВ/Па и динамич. диапазоном порядка 100 дБ. При измерениях в жидкостях на УЗ-частотах, а также при физ. измерениях в твёрдых телах, в дефектоскопии и др. областях УЗ-техники, в медицинской диагностике, в акустоэлектронике и т. п. наряду с пьезокерамич. преобразователями для приёма звука используются преобразователи на пьезокристаллах, плёночные пьезоэлектрич. и *магнитострикционные преобразователи*, пьезополимерные и пьезополупроводниковые преобразователи. Выбор материала, конструкции и размеров П. э. в этих случаях в значит. степени определяется областью рабочих частот, к-рая может достигать гигагерцевого диапазона. Служат в качестве гидрофонов и *оптоволоконные приёмники звука*, основанные на акустооптич. преобразовании в волоконных световодах, по к-рым распространяются монохроматич. световые волны. Наряду с приёмниками-преобразователями, воспроизводящими временную структуру акустич. сигнала, для газообразной и жидкой сред существуют П. э., измеряющие усреднённые во времени характеристики звуковой волны. К ним относятся приёмники механич. типа — *Рэлея диск*, *радиометр акустический*, а также термич. П. э. Последние применяются, как правило, в жидкостях для измерения интенсивности ультразвука ВЧ-диапазона. Они основаны на преобразовании энергии акустич. волны в тепловую. Возникающее при этом нагревание среды измеряется посредством термоэлементов — термопар или термисторов, причём эдс термопар оказывается пропорциональной интенсивности звука. Для увеличения чувствительности термич. П. э. термоэлементы покрываются слоем вещества с большим коэф. поглощения звука. Ниж. граница динамич. диапазона по интенсивности составляет у этих приёмников на частотах порядка единиц МГц величину порядка сотен Вт/м².

Виброметры, применяемые для измерений колебаний поверхности твёрдых тел, подразделяются на контактные и бесконтактные. Первые, к к-рым можно отнести и геофоны, имеют непосредств. механич. контакт с измеряемой поверхностью; чувствит. элементом в них является эл.-механич. преобразователь, как правило, пьезоэлектрич. типа; на низких звуковых и на инфразвуковых частотах применяют преобразователи эл.-магн. или эл.-динамич. типа. В исследоват. практике обычно используют бесконтактные измерители амплитуды колебаний ёмкостного или индуктивного типа. Для наиб. точных абс. измерений амплитуды колебат. смещений служат оптич. интерференц. методы, ниж. предел по амплитуде для к-рых составляет 10^{-3}–10^{-4} мкм. Амплитуды порядка неск. мкм или десятков мкм измеряют с точностью не более 10% при помощи микроскопа по размытию хорошо освещённой точки на боковой поверхности колеблющегося тела. В качестве П. э. можно рассматривать и органы слуха животных и человека, производящие преобразование акустич. сигналов в нервные импульсы, передаваемые в центральную нервную систему (см. *Слух*, *Физиологическая акустика*).

И. П. Голямина.

ПРИЁМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ — устройства, предназначенные для обнаружения или измерения *оптического излучения* и основанные на преобразовании энергии излучения в др. виды энергии (тепловую, механическую, электрическую и т. д.), более удобные для непосредств. измерения. Они реагируют на интенсивность излучения, усреднённую по мн. периодам колебаний светового поля, т. к. время релаксации приёмника, независимо от того, на каком принципе он основан, определяется процессами переноса и релаксации, к-рые происходят за время, много большее периода колебания светового поля.

Разнообразие типов П. о. и. определяется многочисленностью способов преобразования энергии и невозможностью создать П. о. и., одинаково чувствительные во всём оптич. диапазоне. По принципу действия П. о. и. делятся на следующие группы: т е п л о в ы е (термоэлементы, пироэлектрич. приёмники, болометры, оптико-акустич. приёмники), ф о т о н н ы е, или фотоэлектрические (фотоэлементы, фотоумножители, вентильные фотоэлементы, фотодиоды, фототриоды, приёмники на эффекте увлечения), п о н д е р о м о т о р н ы е, ф о т о х и м и ч е с к и е, а также глаза живых существ. По спектральному диапазону чувствительности П. о. и. разделяют на н е с е л е к т и в н ы е, чувствительность к-рых не зависит от длины волны падающего излучения в широком диапазоне, и с е л е к т и в н ы е, чувствительность к-рых ограничена определ. участком спектра. Различают также одноэлементные и многоэлементные, неохлаждаемые и охлаждаемые П. о. и.

Параметры приёмников оптического излучения. Свойства и возможности П. о. и. равл. типов характеризуют следующими параметрами. П о р о г о в а я ч у в с т в и т е л ь н о с т ь — мин. поток излучения, вызывающий на выходе приёмника сигнал, равный напряжению собств. шумов или превышающий их в заданное число раз. Шумами наз. хаотич. сигналы со случайными амплитудами и частотами, возникающими в цепи включения приёмника при отсутствии измеряемого потока излучения. Т. к. мощность шумов приёмника зависит от площади чувствит. площадки приёмника и существенна в полосе частот усилителя сигнала, то для

сравнения разл. приёмников служит пороговая величина потока излучения, отнесённая к единичной полосе пропускания (1 Гц), единичной площади (1 см²) и измеряемая в Вт/Гц$^{1/2}$/см. На практике используют обратную величину, измеряемую в см·Гц$^{1/2}$/Вт и называемую обнаружительной способностью. Эта характеристика, будучи независимой от размера чувствит. площадки, удобна для сравнения разл. типов приёмников.

Интегральная чувствительность (коэф. преобразования) — отношение сигнала на выходе приёмника (тока или напряжения) к величине мощности оптич. излучения сложного спектрального состава, вызвавшего появление этого сигнала; измеряется в А/Вт, В/Вт. В ряде случаев интегральная чувствительность выражается как отношение сигнала приёмника к значению освещённости его входного окна; измеряется в А/лм, В/лм.

Постоянная времени — время, за к-рое сигнал на выходе приёмника нарастает от нуля до значения, равного 0,63 от стационарного значения. Этот параметр служит мерой способности П. о. и. регистрировать оптич. сигналы мин. длительности, а также определяет максимально возможную частоту модуляции потока излучения, регистрация к-рого происходит ещё без искажения.

Спектральная чувствительность характеризует реакцию приёмника при действии на него монохроматич. (с длиной волны λ) потока излучения. Область спектральной чувствительности охватывает такой диапазон длин волн около данной конкретной λ, в к-ром чувствительность П. о. и. составляет не менее 10% своего макс. значения. Относит. спектральная чувствительность — зависимость отношения монохроматич. спектральной чувствительности к спектральной чувствительности в максимуме кривой спектральной чувствительности.

П. о. и. обладают и частотной характеристикой — зависимостью чувствительности приёмника от частоты модуляции падающего на него излучения. Вид этой характеристики определяется постоянной времени и видом модуляции.

Тепловые приёмники оптического излучения реагируют на энергию, поглощённую чувствительным приёмным элементом. Поглощённая энергия приводит к нагреванию чувствит. элемента и повышению его темп-ры, к-рая может быть измерена непосредственно. Возможна регистрация и вызванных нагревом изменений к.-л. др. физ. параметров вещества этого чувствит. элемента, напр. электропроводности, давления газа и т. п. Совр. тепловые приёмники позволяют обнаруживать повышение темп-ры термочувствит. элемента при его облучении на 10^{-6}—10^{-7} К и измерять мощности ~10^{-11} Вт. Такое изменение темп-ры нельзя измерить непосредственно, применяют разл. косвенные методы. По принципу такого преобразования тепловые приёмники разделяются на неск. типов. Термоэлементы (термопары) — П. о. и., основанные на термоэлектрич. *Зеебека эффекте* — возникновении эдс в контуре из разл. материалов, спаи к-рых имеют неодинаковую темп-ру. На один из спаев контура направляется измеряемое излучение, что приводит к повышению темп-ры этого спая по сравнению с темп-рой другого (холодного) спая. Возникающая при этом эдс служит мерой измеряемого потока излучения. Металлич. термоэлементы изготовляют из Cu, Ni, Pt, константана и др.; в полупроводниковых элементах применяют Sb, Si, Te и др. Для увеличения первонач. электрич. сигнала вместо одного термоэлемента используют систему последовательно включённых термоэлементов. Такие системы наз. термостолбиками. Результирующая эдс термостолбика равна сумме эдс входящих в него термоэлементов. Для уменьшения уровня помех термоэлементы (термостолбики) помещают в вакуум, окружают охлаждаемыми экранами, применяют компенсац. схемы, в к-рых два одинаковых термоэлемента включены навстречу друг другу. Лучшие термоэлементы имеют следующие параметры: постоянная времени (4—3)·10^{-2} с, порог чувствительности (4—6)·10^{-11} Вт/Гц$^{1/2}$, коэф. преобразования 0,1—20 В/Вт.

Пироэлектрич. приёмники основаны на способности сегнетоэлектрич. материалов создавать электрич. заряды на своей поверхности при вызванных нагревом механич. деформациях. Приёмники этого типа представляют собой тонкую пластинку, вырезанную определ. образом из пироэлектрич. кристалла, на к-рую нанесены металлич. электроды и слой поглощающей черни. Излучение, падающее на черни, вызывает нагрев кристаллич. пластинки и появление зарядов на электродах. Пороговая чувствительность пироэлектрич. приёмников не зависит от размеров площадки чувствит. элемента (изменяется от 0,25 до 400 см²), и потому они могут иметь разл. конструктивные формы. Пироэлектрич. эффектом обладают кристаллы триглицинсульфата, ниобата лития, керамики типа цирконата-титоната бария-свинца и др. Параметры пироэлектрич. приёмников изменяются в широких пределах: постоянная времени 2·10^{-8}—2·10^{-2} с, порог чувствительности 1·10^{-9} — 1·10^{-7} Вт/Гц$^{1/2}$, коэф. преобразования 5—10^6 В/Вт. В длинноволновой области спектра этот приёмник является единственным, работающим при ВЧ-модуляции без охлаждения. Спектральная область работы определяется областью поглощат. способности черни.

Болометры — приёмники, действие к-рых основано на изменении нек-рых физ. параметров чувствит. элемента при его нагревании вследствие поглощения потока излучения. Наиб. распространение получили *болометры сопротивления*, основанные на зависимости электрич. сопротивления металлич. и полупроводниковых материалов от темп-ры. Термочувствит. элемент болометра представляет собой тонкий слой металла (Ni, Au, Bi и др.), поверхность к-рого покрывается слоем черни, имеющей большой коэф. поглощения в широкой области длин волн. Полупроводниковые болометры (термисторы) изготовляются из Ge, Si, а также из оксидов Ni, Mn, Co. Сверхпроводящие болометры работают при глубоком охлаждении (3—15 К). Они основаны на использовании резкого изменения электрич. сопротивления металла в области перехода его от нормального состояния к сверхпроводящему. Для уменьшения влияния тепловых помех совр. болометры делают компенсац. типа, когда в два плеча мостовой схемы включены одинаковые термочувствит. элементы. Излучение направляется на один элемент, а другой служит для компенсации изменения темп-ры окружающей среды и радиац. помех. Для уменьшения порога чувствительности площадь болометра делается небольшой, а для уменьшения постоянной времени — очень тонкой. Типичные размеры болометра: площадь 0,3 мм², толщина 0,1—0,01 мкм. Порог чувствительности металлич. болометров, работающих без охлаждения, при собств. сопротивлении 5—50 Ом составляет 10^{-10}—10^{-9} Вт/Гц$^{1/2}$ при коэф. преобразования 5—25 В/Вт и постоянной времени 2·10^{-2} с. Типичные параметры полупроводниковых болометров, работающих как без охлаждения, так и с глубоким охлаждением: собств. сопротивление 2—10 МОм, коэф. преобразования 50—5000 В/Вт, пороговый поток 10^{-21}—10^{-16} Вт/Гц$^{1/2}$, постоянная времени (1—5)·10^{-3} с. Для сверхпроводящих болометров из нитрида ниобия, Pt и Ge порог чувствительности составляет 10^{-12}—10^{-10} Вт/Гц$^{1/2}$, постоянная времени 10^{-4}—10^{-3} с.

Оптико-акустич. приёмники. К ним относятся приёмники, у к-рых поглощённые темп-ры, вызванное поглощением излучения, непосредственно преобразуется в механич. работу регистрирующего устройства. Оптико-акустич. приёмник представляет собой небольшую герметич. камеру, заполненную газом (гелием, двуокисью углерода), и к-рой расположена за-

чернённая пластинка. Одной из сторон камеры служит окно, прозрачное для излучения, а другой — гибкая мембрана. Излучение, падающее на зачернённую пластинку, нагревает её, что приводит к повышению темп-ры и давления газа в камере. Обычно в оптико-акустич. приёмник направляют модулиров. излучение, и потому мембрана колеблется с амплитудой, зависящей от мощности потока излучения. Изменение кривизны мембраны преобразуется в электрич. сигнал, к-рый может быть измерен. Оптико-акустич. приёмники без зачернённой пластинки основаны на поглощении оптич. излучения непосредственно газом, заполняющим камеру. Пульсации давления газа улавливаются микрофоном, сигнал с к-рого усиливается и измеряется. В этом случае оптико-акустич. приёмник является селективным, т. к. он обладает чувствительностью только в определ. областях спектра (в полосах поглощения газа). Постоянная времени оптико-акустич. приёмников (2—3)·10⁻² с, порог чувствительности $4 \cdot 10^{-10}$ Вт/Гц$^{1/2}$, коэф. преобразования $4 \cdot 10^4$ В/Вт.

Фотоэлектронные приёмники оптич. излучения непосредственно преобразуют эл.-магн. энергию излучения в электрическую. Их разделяют на П. о. и. с внешним и внутренним *фотоэффектом*.

Фотоэлемент — эл.-вакуумный прибор, преобразующий оптич. излучение в электрич. сигнал; основан на явлении эмиссии электронов с поверхности твёрдого тела при поглощении фотонов. Красная граница чувствительности таких приёмников определяется *работой выхода* электронов с поверхности твёрдого тела. Для большинства металлов она лежит в видимой и ближней УФ-областях, для полупроводников — в видимой и ближней ИК-областях, для диэлектриков — в области вакуумного ультрафиолета. Простейший фотоэлемент с внеш. фотоэффектом представляет собой вакуумированный стеклянный баллон, на часть внутр. поверхности к-рого нанесён фоточувствит. слой (фотокатод). В центре баллона находится анод в виде сетки или кольца; между анодом и катодом приложена разность потенциалов, создающая ускоряющее электрич. поле. Электроны, вылетающие из фотокатода при его освещении, попадают под действием поля на анод, создавая ток во внешней цепи. Область спектральной чувствительности фотоэлемента зависит от материала фотокатода. Всего существует 15 типов спектральных характеристик фотокатодов. Широкое распространение получили три типа фотокатодов: Sb—Cs с областью чувствительности 160—250 нм; Ag—O—Cs — 400—1000 нм; мультищелочной (Sb, K, и Na, Cs) — 400—80 нм. В отсутствие освещения в цепи фотоэлемента течёт ток (*ток, т. н. м о л е к у л ы*), вызванный спонтанной термоэмиссией с фотокатода. Порог чувствительности фотоэлемента определяется флуктуациями темнового тока, на фоне к-рого измеряется фототок. Ср. величина темнового тока зависит от типа фотокатода и разности потенциалов между анодом и катодом. При комнатной темп-ре плотность темнового тока у мультищелочного фотокатода составляет 10^{-15}—10^{-16} А/см², у фотокатода типа Ag — O — Cs — 10^{-11}, 10^{-13} А/см². Охлаждение фотокатода до темп-ры жидкого азота (77К) приводит к сужению темнового тока на три-четыре порядка, но и к одноврем. уменьшению порога чувствительности. Постоянная времени вакуумных фотоэлементов составляет 10^{-8} с.

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) — эл.-вакуумный прибор, преобразующий оптич. излучение в электрич. сигнал с последующим его усилением за счёт вторичной эмиссии, суть к-рой состоит в испускании электронов поверхностью твёрдого тела при её бомбардировке электронами большой энергии. Т. к. число вторичных электронов превышает число первичных, то, многократно повторяя такой процесс, можно получить значит. усиление первичного электронного тока. У совр. ФЭУ с 12 каскадами (динодами) коэф. усиления достигает 10^7. Спектральная чувствительность ФЭУ определяется типом фотокатода и полосой пропускания материала входного окна. Постоянная времени ФЭУ составляет 10^{-9}—10^{-8} с. Порог чувствительности ФЭУ, как и у фотоэлементов, определяется флуктуациями темнового тока, а также флуктуациями вторичного тока вторичной эмиссии динодов и составляет 10^{-15}—10^{-13} Вт/Гц$^{1/2}$. Для снижения величины темнового тока и порога чувствительности применяют охлаждение. Кроме ФЭУ с дискретными эмиттерами, используют ФЭУ с непрерывными эмиттерами в форме канала (канальные ФЭУ). В простейшем случае ФЭУ этого типа представляют собой трубку из диэлектрика (кварц, стекло), внутр. поверхность к-рой покрыта слоем полупроводника. К концам трубки приложено напряжение 2—3 кВ, создающее вдоль неё электрич. поле. Один конец трубки располагается вблизи фотокатода; второй конец располагается около коллектора для сбора электронов. Обычно длина трубки 100—150 мм, диам. 1,5—2,0 мм. Коэф. усиления канального ФЭУ достигает 10^8. Для увеличения чувствительности фотокатодов, применяемых в фотоэлементах и ФЭУ, используют многократное прохождение излучения через фотокатод за счёт полного внутр. отражения на границах раздела стекло — воздух и фотокатод — вакуум. Световой луч вводится в фотокатод под нужным углом с помощью призм, находящихся в *оптическом контакте* с плоским входным окном приёмника. При многократном прохождении через фотокатод излучение почти полностью поглощается; при этом порог чувствительности приближается к теоретич. пределу.

При регистрации оптич. излучений, модулированного частотой (100 МГц), используют спец. виды фотоприёмников с внешним фотоэффектом. К их числу относятся динамич. и статич. ФЭУ со скрещенными полями, вакуумные фотодиоды, СВЧ-фотоэлементы, фотоэлементы и ФЭУ бегущей волны, импульсные скоростные фотоэлементы.

Фоторезисторы (фотосопротивления) — простейшие полупроводниковые структуры с одним типом проводимости, у к-рых под действием падающего оптич. излучения происходит изменение проводимости вследствие образования в них носителей заряда (электронов и дырок). Этот эффект наблюдается в полупроводниках при энергии падающего фотона, недостаточной для возникновения внеш. фотоэффекта, но достаточной для перехода носителя из валентной зоны в зону проводимости. Фотон с такой энергией вызывает внутр. фотоэффект, увеличивая в зоне проводимости и в валентной зоне число носителей заряда. Величина запрещённой зоны определяет «красную границу» чувствительности фоторезисторов. Фоторезистор представляет собой тонкую пластинку или плёнку из полупроводника, нанесённую на подложку из изолиг. материала и помещённую в корпус с защитным окном; через контакты к чувствит. слою подводится питающее напряжение. Охлаждаемые фоторезисторы обычно монтируют на внутр. дне сосуда Дьюара. Схемы включения фоторезисторов аналогичны схемам включения болометров. Приёмник, чувствительный в ДВ-области спектра, изготовляют из материала с узкой запрещённой зоной. Однако чем уже запрещённая зона, тем больше носителей возбуждается не фотонами, а термич. путём. Принято считать, что фоторезисторы, чувствительные к излучению с длиной волны до 3 мкм, охлаждения не требуют; в диапазоне 3—8 мкм необходимо охлаждение до 77 К; фоторезисторы для диапазона 8—30 мкм требуют глубокого охлаждения до 3—5 К. Наиб. широкое применение получили фоторезисторы на основе сульфида свинца (рабочая область спектра 0,3—0,9 мкм), селенида кадмия (0,35—1,1 мкм), сульфида свинца (0,4—3,6 мкм), селенида свинца (0,54—4,0 мкм), антимонида индия (2,2—9,0 мкм), германия, легированного золотом и ртутью (1,6—9,0 мкм). Постоянная времени фоторезисторов определяется временем установления стационарного состояния неравновесных носителей заряда, воз-

никающих при освещении, зависит от природы полупроводника и варьируется для разл. фоторезисторов от 10^{-2} до 10^{-8} с. Пороговая чувствительность фоторезисторов составляет 10^{-10}—10^{-12} Вт/Гц$^{1/2}$.

Приёмники излучения с p—n-переходом могут работать в фотогальваническ. или фотодиодном режимах. В первом случае приёмник при облучении генерирует эдс без внеш. источника питания, во втором — к приёмнику подводится внеш. напряжение, и ток, проходящий через нагрузочное сопротивление, изменяется в зависимости от освещённости p—n-перехода. Особую группу составляют фотогальваническ. приёмники с ионным легированием, напр. HgCdTe. Обнаружит. способность приёмников на основе диодных переходов равна $7 \cdot 10^{10}$. Гц$^{1/2}$/Вт при длине волны 10,6 мкм и темп-ре 77 К. Фотогальванич. приёмники на основе сплава PbSnTe в спектральной области 8—12 мкм обладают обнаружит. способностью $2 \cdot 10^{10}$ Гц$^{1/2}$/Вт и постоянной времени $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ с.

Особую группу фотогальванич. приёмников составляют приёмники с продольным (или латеральным) фотоэффектом. Суть эффекта состоит в том, что при неравномерном освещении p—n-перехода наряду с поперечной эдс между p- и n-областями образуется эдс, направленная вдоль перехода. Продольный фотоэффект на p—n-переходе используют в координатно-чувствит. приёмниках, предназначенных для определения координат точки, в к-рую сфокусировано излучение.

Вторым типом приёмника с p—n-переходом являются фотодиоды. Они отличаются от фотогальванич. приёмников тем, что на них подаётся внешнее запирающее напряжение. В таких приёмниках при освещении приконтактной области образующиеся носители заряда уменьшают сопротивление переходного слоя, вызывая увеличение тока в цепи. Наиб. широко используются фотодиоды на Ge и Si, а также фотодиоды на основе полупроводниковых соединений InAs, CdSe, InSb. Осн. преимуществом германиевых и кремниевых фотодиодов является то, что они не требуют охлаждения.

Значит. увеличения чувствительности достигают в лавинных фотодиодах и фототриодах (фототранзисторах). Лавинные фотодиоды основаны на явлении лавинного электрич. пробоя p—n-перехода — лавинообразного роста числа носителей заряда, размножающихся ударной ионизацией. Лавинное усиление тока достигает величины (2—3)$\cdot 10^4$ у германиевых и 10^4—10^6 у кремниевых лавинных фотодиодов. Порог чувствительности лавинных фотодиодов, работающих в режиме счётчика фотонов, достигает 10^{-17} Вт/Гц$^{1/2}$.

Фототриоды отличаются от фотодиодов дополнит. усилением фототока на втором p—n-переходе. Фототриод соединяет в себе свойства фотодиода и усилит. свойства транзистора. Однако наличие дополнит. перехода приводит к сильному снижению чувствительности этих приёмников. Спектральные характеристики фототриодов такие же, как и у фотодиодов из аналогичных материалов.

Другие типы приёмников оптического излучения. Для регистрации сверхкоротких импульсов лазерного излучения ИК-диапазона разработаны П. о. и., основанные на *увлечении электронов фотонами*. При взаимодействии излучения с веществом (внутризонное поглощение на свободных носителях, переходы между подзонами в валентной зоне) вдоль направления распространения излучения возникает движение носителей заряда вследствие наличия у эл.-магн. волны конечного импульса. Это движение носителей регистрируется в виде тока или напряжения. П. о. и. такого типа имеют постоянную времени 10^{-11}—10^{-10} с, не требуют принудит. охлаждения и использования источников питания. Ещё большее временно́е разрешение до 10^{-14}—10^{-13} с может быть получено при использовании приёмников с микроантенной на основе структур металл — окисел — металл, работающих как *туннельный диод*. Недостатком приёмников этого типа является их малая чувствительность.

Пондеромоторные (механические) П. о. и. реагируют на *давление света*, для измерения к-рого служат разл. типы датчиков (ёмкостный, пьезоэлектрический), но чаще всего используют крутильные весы. Значит. увеличение чувствительности крутильных весов достигается заменой торсионного подвеса чувствит. элемента бесконтактным подвесом в маги. поле. Жёсткость крутильных колебаний при этом может быть уменьшена на 3—4 порядка. Однако применение приёмников этого типа ограничено, т. к. они очень чувствительны к вибрациям и тепловому излучению окружающей среды.

К фотохимическим П. о. и. относятся все виды фотослоёв, используемых в совр. фотографии. Несмотря на различия между отд. фотогр. процессами, они могут быть разделены на две группы: процессы на галогеносеребряных материалах и процессы на фотопроводящих материалах, к-рые наз. также электрофотогр. процессами. Фотогр. процесс состоит из двух стадий. Первая стадия — образование скрытого изображения под действием излучения в процессе экспонирования. Вторая стадия — визуализация скрытого изображения путём проявления и его закрепления для повышения стойкости к внеш. воздействиям. Под действием света после проявления и фиксирования в светочувствит. слое создаётся стойкое фотогр. почернение. Мерой величины поглощённой энергии служит *оптическая плотность* проявленного фотослоя. В зависимости от назначения галогеносеребряные слои имеют широкий диапазон чувствительности (10^{-11}—10^{-5} Дж/см^2) и *разрешающей способности* (25 и 2000 мм$^{-1}$ соответственно). Электрофотогр. материалы имеют чувствительность от 10^{-9} (селеновые слои) до 10^{-6} Дж/см^2 (фототермопластич. слои); разрешающая способность соответственно 60 и 1000 мм$^{-1}$.

К П. о. и. могут быть отнесены и глаза живых существ. Область спектра, в к-рой чувствители глаза человека (0,4—0,7 мкм), наз. видимой областью. Человеческий глаз — селективный приёмник с макс. чувствительностью ок. 555 нм. Оптич. схема глаза образует на сетчатке, содержащей светочувствит. элементы (палочки и колбочки), действительное перевёрнутое изображение предмета (см. *Зрение*). Диаметр зрачка глаза в зависимости от условий освещённости изменяется от 1,5 до 8,0 мм; освещённость сетчатки глаза при этом изменяется примерно в 30 раз. Адаптированный к темноте глаз человека имеет пороговую чувствительность 10^{-17} Вт/Гц$^{1/2}$, что соответствует десяткам фотонов в 1 с. Свойство глаза видеть раздельно две близко расположенные точки предмета наз. разрешающей способностью; она характеризуется угл. пределом разрешения. Глаза др. живых существ отличаются большим разнообразием, напр. глаза нек-рых насекомых реагируют на поляризов. свет.

Для получения двумерного изображения излучающего объекта служат многоэлементные П. о. и. с дискретно или непрерывно распределёнными по поверхности приёмными элементами. К ним относятся фотопластинки, фотопленки, электронно-оптич. преобразователи, многощадочные полупроводниковые болометры и фоторезисторы, эвапорографы (см. *Эвапорография*).

П. о. и. применяются в спектроскопии, квантовой электронике, астрономии, космич. исследованиях, автоматич. системах управления и т. д.

Лит.: Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н., Вакуумные фотоэлектронные приборы, 2 изд., М., 1988; Криксунов Л. З., Справочник по основам инфракрасной техники, М., 1978; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; Кременчугский Л. С., Ройцина О. В., Пироэлектрические приёмники излучения, К., 1979; Татаров М. Я., Полупроводниковые приёмники излучения, Баку, 1983; Фотоприёмники видимого и ИК диапазонов, под ред. Р. Дж. Кинса, пер. с англ., М., 1985; Аксененко М. Д., Бараночников М. Л., Приёмники оптического излучения, М., 1987.

Л. Н. Капорский.

ПРИЁМНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ — класс электронно-лучевых приборов, предназначенных для визуального отображения информации, поступающей в виде электрич. сигналов. По характеру оси. применения выделяют: чёрно-белые и цветные кинескопы для вещат. телевиз. приёмников; монохромные и цветные индикаторные приборы и кинескопы повыш. чёткости для отображения условной цифро-буквенной, графической и полутоновой информации в дисплеях ЭВМ, разл. рода системах управления, радиолокац. устройствах, многофункциональных самолётных индикаторах, информац. системах и т. п.; осциллографич. трубки для графич. представления хода быстропротекающих периодических и однократных процессов, данные о к-рых могут быть выражены электрич. сигналами. Различают также П. э.-л. т. прямого наблюдения и проекционные трубки, изображение с экрана к-рых проецируется со значит. увеличением на отд. экран. Проекционные П. э.-л. т. по принципу работы бывают самосветящимися, в к-рых электронный пучок возбуждает излучение люминесцентного экрана или полупроводниковой лазерной мишени, и светомодулирующие, в к-рых пучок изменяет к.-л. оптич. свойства среды, что используется для пространственно-временной модуляции широкого светового потока от отдельного мощного источника света. Нек-рые виды индикаторных и осциллографич. П. э.-л. т. позволяют в течение длит. времени воспроизводить однократно поступившую информацию (см. *Запоминающая трубка*).

Фокусировка электронного пучка в большинстве совр. П. э.-л. т. осуществляется эл.-статич. полями, отклонение — изменяемыми во времени полями, в кинескопах и индикаторных П. э.-л. т.— магнитными, в осциллографических — электрич. полями. Процесс воспроизведения информации на экране наз. записью. В телевиз. приёмниках и нек-рых др. системах пучок отклоняется построчно, образуя растр, состоящий из большого числа линий. При этом входной сигнал, несущий информацию, подаётся на элемент П. э.-л. т., управляющий интенсивностью пучка, а следовательно и яркостью соответствующего участка изображения. Такой способ записи наз. растровым. При др. способе записи, широко применяемом для отображения цифро-буквенной и графич. информации и называемом функциональным или векторным, входные сигналы управляют положением пучка по обеим координатам экрана, вычерчивая при отпирании пучка в соответствующие моменты времени знаки, графики, чертежи и т. п. В осциллографич. П. э.-л. т. пучок периодически отклоняется в одном направлении (ось времени) с заранее установленной скоростью; входной сигнал, отражающий к.-л. процесс во времени, управляет положением пучка в перпендикулярном оси времени направлении, благодаря чему процесс отображается в виде графика в прямоуг. системе координат.

Осн. функциональные параметры П. э.-л. т.: разрешающая способность (выражаемая шириной светящейся линии, возбуждаемой перемещающимся электронным пучком, или числом различимых линий, размещаемых на высоте кадра, либо предельным объёмом отображаемой информации); яркость свечения экрана, или излучаемый световой поток; контраст изображения, определяемый отношением яркостей возбуждаемых и не возбуждаемых участков экрана; чувствительность отклонения (для осциллографич. П. э.-л. т.) — отклонение пучка на экране на 1 В отклоняющего напряжения. Параметры П. э.-л. т. противоречивым образом связаны между собой. Так, увеличение тока пучка для повышения яркости приводит к снижению разрешающей способности. Для преодоления этого противоречия создаются П. э.-л. т., в к-рых информация воспроизводится параллельно в разных местах экрана неск. пучками. Для управления интенсивностью каждого пучка необходим свой усилитель сигналов, полоса пропускания каждого из к-рых соответственно сужается.

Лит.: Миллер В. А., Куракин Л. А., Приемные электронно-лучевые трубки, 2 изд., М., 1971; Шерстнев Л. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971.

В. Л. Гергус.

ПРИЗМЫ ОПТИЧЕСКИЕ — призмы из материалов, прозрачных для *оптического излучения* в нек-ром интервале его частот. Они могут быть и могут не быть призмами в строго геом. смысле (напр., с усечённой вершиной). П. о. подразделяются на три обширных и резко различающихся по назначению класса: *спектральные призмы* (преломляющие или дисперсионные призмы), *отражательные призмы* и *поляризационные призмы*.

ПРИЛИПАНИЕ электронов — образование отрицат. ионов с участием свободных электронов. Сюда относятся процессы диссоциативного П. и тройной процесс (с участием трёх частиц) П. иона к атому или молекуле. Подробнее см. в ст. *Отрицательные ионы*.

Б. М. Смирнов.

ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — проводимость полупроводника, при к-рой осн. вклад в перенос заряда дают электроны (дырки), термически возбуждённые в зону проводимости (валентную зону) из локализованных в запрещённой зоне донорных (акцепторных) состояний (проводимость *n*-типа и *p*-типа). П. п. определяется концентрацией донорных $N_д$ и акцепторных $N_а$ примесей и положением их уровней в запрещённой зоне. При высоких темп-рах T, если полупроводник невырожден, концентрация n_i носителей в собственном полупроводнике (см. *Собственная проводимость*) удовлетворяет условию $n_i \gg N_д - N_а$, наличие примесей незначительно сказывается на концентрациях электронов n и дырок p:

$$\left\{ \begin{matrix} n \\ p \end{matrix} \right\} \approx n_i \pm \frac{1}{2}(N_д - N_а).$$

При этом все примеси ионизованы, а уровень Ферма $\mathcal{E}_F$ близок к середине запрещённой зоны. При более низких темп-рах, для к-рых $n_i \ll N_д - N_а$, почти все мелкие примеси остаются ещё неионизованными (область истощения). В этом случае $n \approx N_д - N_а$; $p = n_i^2/(N_д - N_а) \ll n$, т. е. концентрация осн. носителей не зависит от T. При дальнейшем понижении T $\mathcal{E}_F$ приближается к уровню $\mathcal{E}_д$ донорной примеси, а заселённость донорных уровней будет расти за счёт поступления электронов из зоны проводимости, а концентрация зонных носителей заряда соответственно уменьшаться. При $T \to 0$К концентрация зонных носителей убывает экспоненциально, в этом пределе доминирует *прыжковая проводимость*.

Лит.: см. при ст. *Полупроводники.*

И. Л. Бейнихес.

ПРИМЕСНЫЕ УРОВНИ — энергетич. состояния (уровни) полупроводника, расположенные в запрещённой зоне и обусловленные присутствием в нём примесей и структурных *дефектов*. В зависимости от того, мало или сравнимо с шириной запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$ расстояние от П. у. до края ближайшей разрешённой зоны, различают мелкие и глубокие П. у. По способности примесного атома отдавать электрон в зону проводимости либо принимать его из валентной зоны П. у. подразделяют на донорные и акцепторные (рис.). Мелкие П. у., соответствующие примесным замещения (замещение атома кристалла примесным атомом), проявляют донорный характер, если валентность примесного атома превышает валентность атомов осн. кристалла, или акцепторный — при обратном соотношении. Глубокие П. у. обычно образуются при замещении атомов матрицы атомами, отличающимися по валентности более чем на ± 1. Такие примеси иногда способны образовывать неск. П. у., соответствующих разл. зарядовым состояниям, напр. атомы Cu в Ge создают три П. у., соответствующих ионам Cu^-, Cu^{2-}, Cu^{3-}. Глубокие П. у., отвечающие разным ионам, могут иметь разл. характер (один — быть донорным, другие — акцепторными).

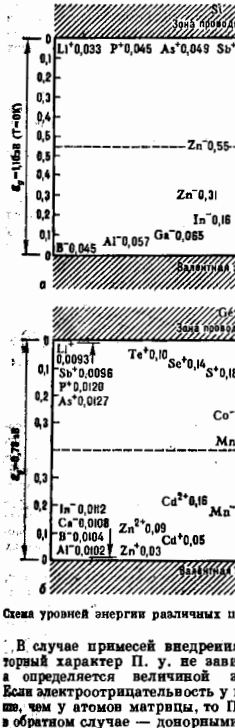


Схема уровней энергии различных примесей в Si (*а*) и Ge (*б*).

В случае примесей внедрения донорный или акцепторный характер П. у. не зависит от их валентности, а определяется величиной электроотрицательности. Если электроотрицательность у примесных атомов больше, чем у атомов матрицы, то П. у. наз. акцепторными, в обратном случае — донорными. Одна и та же примесь может быть донором при замещении и акцептором при внедрении (напр., O в Si) либо наоборот.

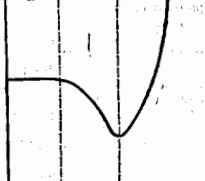
П. у. локализованы вблизи дефектов. При очень высоких концентрациях примесей волновые ф-ции, соответствующие П. у., перекрываются, что приводит к размыванию П. у. в **примесные зоны**.

Лит.: см. при ст. Полупроводники. *Э. М. Эпштейн.*

ПРИМЕСНЫЙ АТОМ — атом кристалла, хим. природа к-рого отлична от хим. природы осн. атомов, образующих кристалл. П. а. относятся к точечным *дефектам* и приводят к нарушению строгой периодичности идеального кристалла. П. а. располагаются либо в *узлах* кристаллич. решётки, замещая осн. атомы (примесь *замещения*), либо в междоузлиях (примесь внедрения).

ПРИМЕСО́Н — квазичастица, характеризующая поведение примесного атома в *квантовых кристаллах*. Вследствие большой величины амплитуды нулевых колебаний атомов в квантовых кристаллах любые точечные дефекты решётки, в т. ч. примесные атомы, при низких темп-рах делокализуются и превращаются в квазичастицы, практически свободно движущиеся через кристалл. Состояние П. характеризуется квазиимпульсом **p** и энергетич. спектром $\varepsilon(p)$, имеющим аонную структуру (см. *Дефектон*).

Движение П. определяет процессы диффузии. Схематично вид температурной зависимости коэф. диффузии D для П. приведён на рис. В области I (высокие темп-ры) движение П. осуществляется в осн. с помощью термоактивац. механизма и коэф. диффузии экспоненциально падает с понижением темп-ры. Это либо классич. диффузия, при к-рой примесный атом переходит в соседний узел кристаллич. решётки, преодолевая некий энергетич. барьер, либо диффузия, обусловленная наличием в кристалле термоактивиров. подвижных вакансий (**вакансионов**). В первом случае показатель экспоненты в выражении для коэф. диффузии задаётся высотой барьера, а во втором — энергией активации вакансионов и, в отличие от обычных кристаллов, вообще не зависит от типа примеси. В области II движение П. является зонным, а длина свободного пробега П. в кристалле ограничена их столкновениями с тепловыми возбуждениями (напр., с фононами), число к-рых убывает при понижении T. Это приводит к росту коэф. диффузии при охлаждении кристалла, что совершенно не свойственно для диффузии дефектов в обычных твёрдых телах. При низких темп-рах (область III) число фононов в кристалле мало и пробег П. определяется столкновениями П. между собой или с др. дефектами кристалла. В этой области коэф. диффузии П. не зависит от темп-ры и задаётся концентрацией П.



Зависимость коэффициента диффузии D примесонов от температуры T.

Все три области наблюдались экспериментально при изучении методом *ядерного магнитного резонанса* диффузии примесных атомов ^{3}He в кристалле ^{4}He. Ширина энергетич. зоны П. оказалась крайне мала: в системе единиц, где $k = 1$,— порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ К (для вакансионов в ^{4}He порядка 1 К). В результате энергия упругого взаимодействия П. между собой (каждый П. создаёт вокруг себя поле упругой деформации решётки, с к-рым взаимодействуют др. П.) по величине становится меньше ширины зоны только при очень больших расстояниях между П. При этом сечение σ рассеяния П. друг на друге оказывается аномально большим ($\sigma \sim 100\ a^2$; a — атомный размер), а коэф. диффузии в области III сложным образом зависит от концентрация ^{3}He.

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251. *А. Э. Мейерович.*

ПРИМИТИ́ВНАЯ РЕШЁТКА — см. в ст. *Бравэ решётки*.

ПРИСОЕДИНЁННАЯ МАССА — фиктивная масса (или момент инерции), к-рая присоединяется к массе (или моменту инерции) движущегося в жидкости тела для количеств. характеристики инерции окружающей его жидкой среды. При неустановившемся поступат. движении тела (см. *Нестационарное движение*) в идеальной жидкости (в отличие от установившегося движения) возникает сопротивление жидкости, пропорциональное ускорению движения тела и обусловленное увлечением среды, окружающей тело; коэф. пропорциональности и представляет собой П. м. Физ. смысл П. м. заключается в том, что если присоединить к телу, движущемуся в жидкости, дополнит. массу, равную массе жидкости, увлекаемой телом, то закон его движения в жидкости будет таким же, как в пустоте.

Значение П. м. для тел разной формы различно и зависит от ориентации тела относительно направления его движения. Для кругового цилиндра П. м. равна массе жидкости в объёме цилиндра. Для цилиндра с основанием, имеющим форму эллипса, движущегося в жидкости в направлении, перпендикулярном направ-

лению одной из осей эллипса, П. м. $\mu = \rho\pi a^2$, где a — длина полуоси эллипса, перпендикулярной направлению движения, ρ — плотность жидкости. Т. о., на величину П. м. влияет размер оси, перпендикулярной направлению потока. Для шара П. м. равна половине массы жидкости в объёме шара: $\mu = (2/3)\rho\pi r^3$, где r — радиус шара. При поступат. движении диска в направлении, перпендикулярном его поверхности, $\mu = (8/3)\rho r^3$, где r — радиус диска. Присоединённый момент инерции (т. е. коэф. при угл. ускорении в выражении для момента инерц. сил, действующих со стороны жидкости на вращающееся тело) круглого диска относительно оси, совпадающей с одним из диаметров диска, равен $(16/45)\rho r^5$. Теоретически вычислены П. м. значит. числа контуров и пространственных тел: профиля Жуковского, круговой дужки, прямоугольника, ромба и шестиугольника, элемента прямоуг. решётки, эллипсоида, удлинённого тела вращения и т. д. В др. важных случаях П. м. найдены эксперим. путём. Напр., П. м. прямоуг. пластинки с размерами $b \times l$, движущейся в жидкости перпендикулярно своей плоскости, может быть выражена полученной из опытов ф-лой

$$\frac{\pi\rho b^2 l^2}{4\sqrt{l^2+b^2}}\left(1-0{,}425\,\frac{bl}{b^2+l^2}\right).$$

При движении тел в воздухе (снаряд, ракета, самолёт) П. м. мала, и ею обычно пренебрегают, но, напр., при нестационарном движении дирижабля необходимо учитывать П. м. Определение П. м. имеет существ. значение при изучении неустановившихся движений тел, полностью погружённых в воду, качки судов, акустич. излучения и т. д. Подсчёты П. м. производятся в предположении, что жидкость лишена вязкости. Обычно пренебрегают и сжимаемостью жидкости. В случае *потенциального течения* несжимаемой идеальной жидкости через П. м. λ_{ik} выражают проекции кол-ва движения, момента кол-ва движения и кинетич. энергии T жидкости. Если q_1, q_2, q_3 — проекции на оси координат вектора скорости движения тела, а q_4, q_5, q_6 — угл. скорости тела относительно осей координат, то $T = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{6}\sum_{i=1}^{6}\lambda_{ik}q_iq_k$. Коэф. λ_{ik} обладают свойством симметрии, т. е. $\lambda_{ik} = \lambda_{ki}$, и поэтому, в самом общем случае поступат. и вращат. движения тела в жидкости, действие инерции может быть определено с помощью 21 коэф. П. м.

Понятие П. м. обобщено на случай сосудов, наполненных жидкостью, имеющей свободную поверхность; определены П. м. при отрывном обтекании контуров. Для тел, колеблющихся в сжимаемой жидкости, инерц. силы линейно выражаются через ускорения. Коэф. при ускорениях паз. обобщёнными П. м. В случае сжимаемой жидкости свойства симметрии П. м. сохраняются, но сами П. м. зависят, в противоположность случаю несжимаемой жидкости, не только от формы тела и направления движения, но ещё и от частоты колебаний. Наконец, понятие П. м. обобщается и на случай качки корабля на поверхности волнующейся тяжёлой жидкости. В этом случае свойство симметрии П. м. не сохраняется, а сами П. м. существенно зависят от длины и направления набегающих волн и от скорости хода корабля.

Лит.: Ламб Г., Гидродинамика, пер. с англ., М.— Л., 1947; Риман И. С., Крепс Р. Л., Присоединённые массы тел различной формы, М., 1947; Седов Л. И., Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, 3 изд., М., 1980.

С. Л. Вишневецкий, М. И. Гуревич.

ПРИСОЕДИНЁННЫЙ ВИХРЬ — условный вихрь, неподвижно связанный с телом (крылом), обтекаемым безвихревым потоком идеальной несжимаемой жидкости. Введён Н. Е. Жуковским как воображаемое «жидкое крыло», ограниченное замкнутым контуром (линией тока), внутри к-рого происходит движение идеальной жидкости в виде вихря (круговое движение частиц). Циркуляция скорости, создаваемая П. в., равна циркуляции скорости по контуру, охватывающему действительное обтекаемое крыло, возникновение к-рой в идеальной жидкости связано с невозможностью появления в ней больших отрицат. давлений и растягивающих усилий.

При вычислении *подъёмной силы* крыла бесконечно большого размаха (см. *Жуковского теорема*) это крыло можно заменить П. в. с прямолинейной осью, к-рый создаёт в окружающей среде ту же циркуляцию скорости, что и действит. крыло. Интенсивность П. в. (циркуляция скорости по контуру, охватывающему крыло) определяется на основе *Чаплыгина — Жуковского постулата*.

При решении задач о распределении давлений и аэродинамич. нагрузок по хорде крыла его заменяют системой П. в., непрерывно распределённых по контуру профиля крыла или по ср. линии профиля (в теории

Схема присоединённого и свободных вихрей крыла конечного размаха.

тонкого крыла). Эта система вихрей представляет собой присоединённый вихревой слой крыла. Исходя из граничного условия, чтобы на поверхности крыла скорость потока была направлена по касательной к ней, составляют ур-ние, в к-рое входит погонная циркуляция присоединённого вихревого слоя. Найдя эту циркуляцию, вычисляют по теореме Жуковского погонную нагрузку, к-рая в случае тонкого крыла равна разности между давлением на ниж. и верх. поверхностях крыла.

Т. к. внутри жидкости вихри не могут заканчиваться, то в случае крыла конечного размаха П. в. продолжается в окружающую среду в виде свободных вихрей (рис.). Знание вихревой системы крыла позволяет вычислить действующие на него аэродинамич. силы. В частности, от взаимодействия присоединённых и свободных вихрей крыла возникает *индуктивное сопротивление* крыла.

Лит.: Жуковский Н. Е., О присоединенных вихрях, Собр. соч., т. 4, М.— Л., 1949; Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М.— Л., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Степанов Г. Ю., О некоторых источниках в разъяснениях теории крыла, «Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа», 1975, в. 3, с. 188.

С. Л. Вишневецкий.

ПРИСТЁНОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — электронная проводимость разреженной замагниченной плазмы поперёк магн. поля, обусловленная столкновениями электронов не с тяжёлыми частицами (атомами, ионами) в объёме, а столкновениями с поверхностями (стенками), пересекающими магн. силовые линии. Проводимость поперёк магн. поля возникает при наличии возмущения дрейфовой скорости частиц. П. п. может быть связана как с «диффузным», так и с «квазизеркальным» рассеянием электронов.

Пристеночная проводимость с диффузным рассеянием. Если поверхность гладкая (т. е. размер неровности $\delta \ll r_д$ — *дебаевского радиуса экранирования*) и скорость электрич. дрейфа параллельна ей, то П. п. создают те электроны, к-рые «пронизывают» дебаевский слой и диффузно рассеиваются непосредственно на поверхности. Это имеет место, напр., в осесимметричных системах с внешними (полоидальными) магн. и электрич. полями.

Возникновение «диффузной» П. п. можно рассмотреть на простой модели (рис. 1, *а*): плоская поверхность ($y = 0$), дебаевский слой пренебрежимо тонок, магн. поле H однородно и перпендикулярно поверхности, а электрич. поле E в объёме плазмы параллельно

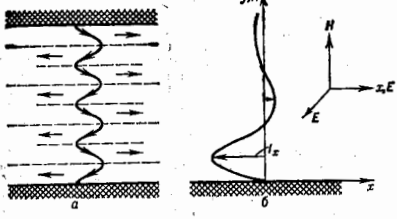


Рис. 1. Схема взаимодействия электронов с поверхностью: *а* — токовые слои в идеализированной модели рассеяния моноэнергетических электронов стенкой (кривая со стрелками — проекции траектории движения электрона, отражённого стенкой, на плоскость xy); *б* — распределение пристеночного тока при наличии разброса скоростей электронов.

$$f_{отр}(v,x)=\hat{S}\hat{k}f_{отр}(v',x')+q(v,x).$$

Здесь $f_{отр} \equiv v_n f(v,x)$ — распределение по скоростям потока частиц, идущих от стенки, v_n — нормальная составляющая скорости, x — координата точки на поверхности объёма, $\hat{k}$ — оператор «переноса» частиц от одной точки (x) к другой (x') (в известных E, H полях он определяется из решения ур-ния Власова), $\hat{S}$ — оператор рассеяния частиц на поверхности, q — плотность эмиссии (поглощения) электронов.

Проводимость, очень напоминающая пристеночную, может наблюдаться и на ионах, если повторная ионизация нейтрального атома, возникшего при попадании иона на стенки, происходит на расстояниях меньше ларморовского радиуса.

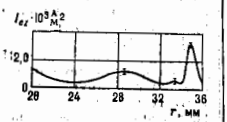


Рис. 2. Распределение плотности продольного электронного тока $I_z(r)$ по радиусу в канале ускорителя с замкнутым дрейфом электронов на расстоянии 13 мм от анода (внутренний радиус канала $r = 20$ мм, внешний — 36 мм).

поверхности и направлено вдоль оси x. Электроны при падении на стенку полностью теряют скорость. Возвращаясь в объём, они разгоняются в дебаевском слое (скачок потенциала $U_д$) и приобретают скорость $v_{0y} = \sqrt{2eU_д/m_e}$. Двигаясь далее с такой скоростью в объёмных электрич. и магн. полях, электроны начинают выписывать циклоиду вдоль осей z и x, смещаясь со скоростью v_{0y} вдоль магн. поля. Проекция этого движения на плоскость yx имеет вид, приведённый на рис. 1: объём канала разбивается на систему плоскопараллельных n слоёв с чередующимся противоположным направлением движения электронов. При этом толщина каждого слоя $h = v_{0y}T_H/2 = v_{0y}\pi/\omega_H$ (T_H — период ларморовского вращения). Если в канале укладывается целое число слоёв, то переносимый ток будет равен либо нулю (число слоёв чётное), либо будет максимальным (при нечётном числе слоёв). Отнесённый к 1 см длины вдоль оси z он равен

$$J_{макс} = en\int_0^h v_x dy = 2v_{0y}nm_e^2/H^2 \sim nE/H^2.$$

Поскольку в реальных условиях отражённые электроны не имеют одинаковых скоростей, плоскопараллельные слои имеют разную толщину и вследствие этого разноскоростные электроны, находящиеся на одном расстоянии от стенки, будут иметь разное направление движения. В результате в плазменном канале оказываются чётко выраженными 2—3 осцилляции (около стенок), а остальные затухают при удалении от них (рис. 1, *б*).

Пристеночная проводимость с «квазизеркальным» рассеянием реализуется на шероховатой поверхности ($h \gg r_d$) или на гладкой поверхности, если скорость дрейфа ей не параллельна. Зеркальное отражение электрона от дебаевского скачка потенциала приводит к изменению дрейфовой скорости. В этом случае (в отличие от диффузного) в П. п. втягиваются все электроны, достигающие дебаевского слоя вне зависимости от того, рассеются они на самой поверхности или нет.

Перенос электронов путём рассеяния на стенках является своеобразным обобщением кнудсеновского течения газа в трубах (см. *Динамика разреженных газов*). Различие состоит в том, что электрон находится в эл.-магн. полях и поэтому между столкновениями двигается не по прямой, а по сложной траектории. Кроме того, при кнудсеновском течении каждая частица сталкивается со стенкой, тогда как в плазменном объёме может существовать группа электронов, к-рая вообще не достигает стенок, т. к. заперта в объёме полями. Ур-ние для ф-ции распределения электронов, рассеиваемых стенкой при отсутствии столкновений в объёме, имеет вид:

Аналогом П. п. является т. н. *статический скин-эффект*, к-рый наблюдается в охлаждённых до гелиевых темп-р металлах, находящихся во внеш. магн. поле.

Явление П. п. было предсказано А. И. Морозовым и обнаружено экспериментально на *плазменном ускорителе* с замкнутым дрейфом электронов. Он представляет собой цилиндрич. канал, перпендикулярно стенкам к-рого создаётся квазирадиальное магн. поле, а вдоль системы между анодом и катодом приложено продольное электрич. поле. Ускоритель работал на Xe и имел характерные параметры: $H_{макс} \leqslant 200$ Э, $U_0 = 200$ В, $n_e \leqslant 10^{12}$ см$^{-3}$, $T_e \leqslant 20$ эВ, $n_a \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ при расстоянии между стенками 16 мм и длине канала 40 мм. Радиальное распределение продольного электронного тока, полученное с помощью зонда, имело осциллирующую структуру (рис. 2).

Лит.: Морозов А. И., Эффект пристеночной проводимости в хорошо замагниченной плазме, «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», 1968, в. 3, с. 19; Морозов А. И., Шубин А. П., Кинетика электронов в режиме пристеночной проводимости, «Физ. плазмы», 1984, т. 10, в. 6, с. 1262; Бугрова А. И., Морозов А. И., Харчевников В. К., Исследование структуры пристеночного слоя с помощью зондов различных размеров, «ЖТФ», 1985, т. 55, в. 8, с. 1072. *А. И. Бугрова.*

ПРИЦЕЛЬНЫЙ ПАРАМЕТР (прицельное расстояние, параметр удара) — в классич. теории рассеяния частиц расстояние между рассеивающим центром и первичным направлением движения рассеивающихся частиц (см. *Рассеяние микрочастиц*).

ПРИЧИННАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА — то же, что *пропагатор*.

ПРИЧИННОСТИ ПРИНЦИП — один из наиб. общих принципов физики, устанавливающий допустимые пределы влияния физ. событий друг на друга. П. п. запрещает влияние данного события на все прошедшие события («событие-причина предшествует по времени событию-следствию», «будущее не влияет на прошлое»). Более сильный релятивистский П. п. включает также взаимное влияние событий, разделённых пространственноподобным *интервалом*, для к-рых сами понятия «раньше», «позже» не абсолютны, а меняются местами с изменением системы отсчёта. Взаимное влияние таких событий было бы возможно лишь с помощью объекта, движущегося со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Поэтому известное утверждение о невозможности сверхсветовых движений в рамках *относительности теории* вытекает именно из релятивистского П. п.

П. п.— эмпирич. постулат, основанный на обобщении данных эксперимента и общечеловеческой практики и подтверждающийся без к.-л. исключений в широ-

ком диапазоне масштабов от субъядерных до космологических. Физ. и методологич. смысл П. п. тесно связан с философским понятием *причинности* (взаимной обусловленности, детерминированности последовательности событий): если бы данное событие могло влиять не только на будущее, но и на прошлое, то возникла бы возможность образования замкнутых циклов причинно-следств. связи, т. е. возможность обратного влияния следствия на породившую его причину вплоть до полного её уничтожения и разрыва причинно-следств. связи (так, путешественник в «машине времени» мог бы уничтожить своего предка в добрачном возрасте, т. е. саму причину своего появления на свет). Однако с общим понятием причинности согласуется и П. п. с обратным направлением причинно-следств. связи («прошлое не влияет на будущее»). Вопрос о причине совпадения направления этой связи с направлением времени относится к числу нерешённых проблем, связанных с П. п.

Объектом приложения П. п. служит относящаяся к данной физ. системе пара событий, причинно связанных друг с другом (а не являющихся следствиями третьего события), о к-рых известно, какое на них играет роль причины, а какое — следствия (безотносительно к их временно́му порядку). Для выявления такой пары используется мысленный эксперимент, состоящий в наложении на систему малого возмущения и в регистрации соответствующей реакции системы. При этом событием-причиной служит исходное возмущение при обяват. условии, что оно совершенно произвольно способно принимать любые наперёд заданные значения и не испытывает обратного влияния со стороны самой системы (примером может служить воздействие внешнего по отношению к системе заданного источника). Роль события-следствия играет реакция системы на такое возмущение, т. е. линейное изменение к.-л. характеристики системы; ф-ция, осуществляющая такую линейную связь, наз. **функцией отклика**. Напр., применение П. п. к электродинамике материальной среды требует выбора в качестве события-причины — возмущения электрич. индукции, совпадающей с полем внеш. источников, а в качестве события-следствия — соответствующего изменения напряжённости электрич. поля (часто практикуемый обратный выбор неправилен, т. к. возмущение напряжённости поля включает в себя неконтролируемый вклад самой среды). Выбрав указанным способом пару причинно-связанных событий, можно переформулировать П. п. в виде условия исчезновения соответствующей ф-ции отклика при отрицат. временах, а для релятивистского П. п.— вне полости *светового конуса*, обращённой в будущее.

Применения П. п. в аппарате теоретич. физики многочисленны и разнообразны. Он служит средством выбора нач. условий к динамич. ур-ниям, обеспечивая однозначность их решения. Так, при решении *Максвелла уравнений* П. п. позволяет сделать выбор между опережающими и *запаздывающими потенциалами* в пользу последних. В *квантовой теории поля* (КТП) и *квантовой теории многих частиц* с помощью П. п. устанавливаются правила обхода особенностей *Грина функций*, что делает однозначной технику *Фейнмана диаграмм*.

Наиб. содержат. следствия П. п. относятся к теории ф-ций отклика физ. системы, фурье-компонента к-рых по времени зависит от частоты ω, рассматриваемой как комплексная переменная. Из П. п. прямо следует аналитичность ф-ций отклика как ф-ции частоты в верх. полуплоскости ω (Im ω > 0). Отсюда вытекают *дисперсионные соотношения* для ф-ции отклика, связывающие её дисперсионные (зависимость от частоты) и абсорбтивные (поглощение) свойства. При этом запаздывание реакции системы относительно её возмущения приводит к соотношениям, подобным *Крамерса — Кронига соотношениям*, а релятивистский П. п. даёт более общие и ограничит. дисперсионные соотношения, найденные М. А. Леонтовичем и связанные с общим представлением Йоста — Лемана — Дайсона для матричного элемента запаздывающего коммутатора.

Микроскопич. основу отклика физ. системы составляют последоват. элементарные акты рассеяния волн, осуществляющих её возмущение, на частицах системы. Поэтому П. п. эффективен и применительно к самому акту рассеяния. Дисперсионные соотношения для рассеяния играют существ. роль в ядерной физике низких и высоких энергий. Особенно они важны для рассеяния сильно взаимодействующих частиц (адронов) — редкий пример точной зависимости между наблюдаемыми величинами [амплитудой упругого рассеяния вперёд и полным сечением (*Оптическая теорема*)], выведенной без использования к.-л. модельных представлений об элементарных частицах (см. также *Дисперсионных соотношений метод*). Вывод дисперсионных соотношений относится к числу наиб. ярких достижений особого аксиоматич. подхода в теории фундам. взаимодействий, испытавшего бурное развитие в 1950—60-х гг., в рамках к-рого П. п. принадлежит конструктивная роль одного из главных (наряду с требованиями теории относительности и квантовой теории) постулатов, лежащих в основе этого подхода (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*).

Помимо перечисленных конкретных приложений П. п., в физике не раз возникало обострение интереса и к более общим проблемам, связанным с П. п. и понятием причинности. В период становления *квантовой механики* широко обсуждался вопрос, противоречит ли детерминизму вероятностное описание микроявлений. К разрешению этого вопроса привело понимание необходимости отказаться от прямолинейного детерминизма классич. механики при рассмотрении статистич. закономерностей микромира. Переход к адекватному описанию последних на языке волновых ф-ций приводит к тому, что и в квантовой механике нач. состояние системы полностью определяет (при заданных взаимодействиях) всю последующую её эволюцию.

В 50—60-х гг. трудности КТП стимулировали интерес к возможности нарушения П. п. в области сверхмалых масштабов пространства-времени. Такая возможность связана с тем, что под событием в формулировке П. п. понимается «точечное» событие, происходящее в данной точке пространства в данный момент времени; соответственно П. п., о к-ром до сих пор шла речь, наз. также **принципом микроскопической причинности** (см. *Микропричинность*). Между тем ограничения, вытекающие из квантовой теории и теории относительности, делают невозможной физ. реализацию точечного события: любое событие (т. е. любой акт взаимодействия частиц) имеет конечную протяжённость в пространстве и времени. Поэтому в области сверхмалых масштабов П. п. теряет своё непосредств. физ. содержание и становится формальным требованием. Это и позволяет говорить о возможности нарушения П. п. «в малом», разумеется, при сохранении его справедливости в больших масштабах пространства-времени. Такой «ослабленный» П. п. наз. **принципом макроскопической причинности**; его количественной формулировки, адекватно отражающей указанные выше ограничения, ещё нет. Этот принцип лежит в основе многочисл. попыток обобщения КТП, относящихся к *нелокальной квантовой теории поля*.

В кон. 60-х гг. стало общепризнанным, что частная (специальная) теория относительности сама по себе не запрещает движений со сверхсветовой скоростью, и началось подробное обсуждение свойств соответствующих объектов — т. н. *тахионов* (частиц с мнимой массой) и «суперзвука» (сверхсветовых фононов и сильно сжатой среде). Это стимулировало многочисл. попытки примирить сверхсветовой характер движения с выполнением П. п. и привело к более углублённому пониманию проблемы причинности, хотя сколько-нибудь полной ясно-

сти здесь достигнуто не было. С П. п. в совр. физике связан комплекс сложных и глубоких проблем, к-рые ещё ждут своего решения.

Лит.: Reichenbach H., The philosophy of space and time, N. Y., 1958; Киржниц Д. А., Савонов В. Н., Сверхсветовые движения и специальная теория относительности, в кн.: Эйнштейновский сборник. 1973, М., 1974; Нуссенцвейг Х. М., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., М., 1976; Киржниц Д. А., Общие свойства электромагнитных функций отклика, «УФН», 1987, т. 152, с. 399; см. также лит. при ст. *Квантовая теория поля, Нелокальная квантовая теория поля.* Д. А. Киржниц.

ПРИЧИ́ННОСТЬ — философская категория, в самом общем абстрактном смысле выражающая зависимость существования одних фрагментов действительности от существования других её фрагментов. Более конкретного содержания и однозначно определённого смысла термин «П.» не имеет. Многообразие значений, связываемых с этим термином, во многом обусловлено истор. развитием представлений о П. [1, 2, 3, 4, 5] и определяется разл. пониманием конкретного характера зависимости между фрагментами действительности. Это многообразие можно условно упорядочить, располагая разл. понимания П. между предельно узкой ($П_1$) и предельно широкой ($П_2$) её трактовками.

Качественная причинность. Понятие П. в узком смысле слова первоначально возникло в связи с практич. деятельностью людей, для неё характерны три признака: 1) временно́е предшествование причины следствию; 2) одна и та же причина всегда обусловливает одно и то же следствие; 3) причина — активный агент, производящий следствие. Здесь П. понимается как однозначно определённая необходимая генетич. связь, выражающая представление о порождении одним фрагментом действительности (причиной) другого (следствия). Бинарная связь причины и следствия образует «элементарное звено» причинной цепи событий, к-рая, в принципе, неограниченно может быть продолжена в будущее и прослежена в прошлом. Данную простейшую форму П. можно назвать наглядной (или качественной), она достаточна сама по себе только на уровне познания единичных явлений и их связей друг с другом. Пока исследуются отд. события и ставится вопрос, от чего они зависят и почему существуют, мы имеем более или менее конкретные факторы, к-рые вызывают, производят эти события. В этом случае П. лишь качественно характеризует связь явлений, поэтому её наз. качественной, и отличие от П. в количественных физ. теориях, когда состояние системы можно определить строго математически.

Причинность в широком понимании смысла термина понимается как синоним «всеобщей связи» — универсального *детерминизма*, согласно к-рому существование любого фрагмента действительности детерминируется (определяется, обусловливается) другими (в пределе — всеми остальными) её фрагментами, причём не обязательно причинным образом в первом, узком смысле П., а, напр., структурно, телеологически, функционально, статистически, системно и т. д.

Термин «детерминизм» также не имеет однозначно определ. смысла: наряду с предельно широким его толкованием он может употребляться и как синоним П. в узком смысле («лапласовский детерминизм»), поэтому часто понимание выражений, содержащих термины «П.» и «детерминизм», вне достаточно обширного контекста практически невозможно.

Количественная причинность. В совр. естествознании (в первую очередь в физике) сложилось понимание П., занимающее в нек-ром смысле промежуточное положение между крайними её формами $П_1$ и $П_2$. Его можно формулировать так: в развитых науч. дисциплинах, достигших высокой степени использования матем. аппарата и дающих открываемым закономерностям матем. формулировку, под П. прежде всего понимается связь состояний во времени, такая, что на основе знания предшествующего состояния системы можно предсказать её последующие состояния [7]. Данную форму П. можно назвать количественной (теоретической) или (более точно) п р и ч и н н о с т ь ю в ф и з и к е, т. и. ни в одной др. науке мы не имеем точно формулируемого понятия состояния и, соответственно, количественной П. (Нек-рые авторы считают, что связь состояний не следует рассматривать как причинную связь, однако употребление термина в данном смысле давно стало привычным [7].)

Причинность в фундаментальных динамических теориях. Если в данный момент времени точно известны координаты и импульсы всех частиц системы, то, согласно классич. механике Ньютона, однозначно определено её состояние. Все процессы сводятся к переходу системы частиц из одного состояния в другое, и наступление данного события — это переход системы в состояние с данными значениями координат и импульсов частиц. Зная характер зависимости сил взаимодействия от координат и скоростей, можно с помощью ур-ний движения классич. механики по состоянию системы в нач. момент времени определить однозначно её состояние в любой последующий момент. Поэтому состояние механич. системы в нач. момент времени (набор её импульсов и координат) наряду с известным законом взаимодействия частиц может рассматриваться как причина, а состояние в последующий момент — как следствие. В этом суть представлений о динамической, или однозначной, П. в классич. физике — суть классич. детерминизма.

Сформулированная на основе механики Ньютона однозначная П. характерна для динамич. закономерностей любого вида. В частности, открытие Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) системы ур-ний для эл.-магн. поля ни в малейшей степени не изменило представлений об однозначной П. Как и механика Ньютона, теория Максвелла позволяет по точно фиксированным значениям величин (напряжённостей электрич. и магн. полей) в нач. момент времени и заданным граничным условиям однозначно найти значения этих величин в последующие моменты. Состояние системы определяют новые величины (характеристики полей вместо координат и импульсов), но в остальном всё остаётся неизменным [8].

Такая же ситуация наблюдается во всех фундам. теориях динамич. типа, в к-рых состояние системы характеризуется набором тех или иных физ. величин.

Причинность в фундаментальных статистических теориях. Уже в рамках классич. физики была построена теория, хотя и не разрушившая концепцию классич. детерминизма, но в значит. мере подорвавшая веру в его абс. характер. Речь идёт о классич. статистич. механике.

В статистич. механике состояние системы характеризуется не набором точных значений координат и импульсов всех частиц, а ф-цией распределения, определяющей вероятность того, что координаты и импульсы частиц системы имеют определ. значения, т. е. то, как часто в ансамбле тождественных систем встречаются разл. распределения значений координат и импульсов частиц. По ф-ции распределения в данный момент времени (при известной энергии взаимодействия) можно однозначно найти вероятность появления определ. значений координат и импульсов частиц в любой последующий момент времени; они рассматриваются как случайные величины, не определяемые однозначно макроскопич. условиями (темп-рой, давлением, объёмом и т. д.), в к-рых находится система. Т. о., в этом случае причинно связаны вероятности координат и импульсов. Это новая форма П.— в е р о я т н о с т н а я п р и ч и н н о с т ь, понимание к-рой в осн. остаётся прежним: состояние системы в данный момент однозначно определяется состоянием системы в предшествующий момент, однако способ описания состояния становится новым, вероятностным.

Вероятностная форма П. характерна и для любой др. статистич. теории, в частности для микроско-

нич. электродинамики. Представляет интерес хаотич. поведение траекторий нек-рых динамич. систем в связи с последованием турбулентности. Несмотря на то, что решения ур-ний полностью определяются нач. данными, они с течением времени меняются чрезвычайно нерегулярным образом. Малые отклонения нач. условий вызывают большие изменения в поведении системы через определ. время. Для наблюдателя картина поведения траекторий системы выглядит полностью хаотичной — т. н. динамический хаос.

Причинность в квантовой механике. До появления квантовой механики считали, что в основе мироздания лежат динамич. законы с их однозначной П. Несмотря на то, что незначит. изменения нач. условий в сложных системах приводили к сильным изменениям их конечных состояний, так что наличие малых ошибок в нач. условиях было равносильно полному незнанию дальнейшего поведения системы, всё же считали, что вторжение этих ошибок имеет практическое, а не принципиальное значение. Полагали, что классич. детерминизм в каком-то виде сохраняется.

После открытия статистич. характера законов движения отд. микрочастиц и создания *квантовой механики* оказалось, что вероятностная П. может существовать сама по себе, без стоящей за ней однозначной динамич. П., и является основной, а однозначная динамич. П.— её частным случаем.

В квантовой механике состояние системы полностью характеризуется волновой ф-цией $\Psi(x, y, z; t)$, определяющей распределение вероятностей для любой физ. величины. Эта ф-ция удовлетворяет *Шрёдингера уравнению* и является амплитудой вероятности. Если известны волновая ф-ция в нач. момент времени t_0 и оператор Гамильтона системы, определяемый энергией взаимодействия частиц, то ур-ние Шрёдингера позволяет однозначно найти волновую ф-цию в произвольный последующий момент времени t. Вследствие этого нач. состояние, $\Psi(t_0)$, вместе с определ. законом взаимодействия частиц можно рассматривать как причину, а состояние в последующий момент, $\Psi(t)$, — как следствие.

Т. о., понятие динамич. П. в квантовой механике неприменимо, но вероятностная П. здесь справедлива в той же мере, что и для объектов классич. статистич. теории. Напр., зная нач. состояние электронов, падающих на дифракц. решётку, заданное в виде плоской волны де Бройля (состояние с определ. импульсом), можно однозначно предсказать распределение электронов на экране — дифракц. картину. Вид дифракц. картины, образованной частицами о заданным импульсом, определяется однозначно, но поведение отд. электронов остаётся случайным. Электроны в одном и том же состоянии попадают после дифракции на разл. участки экрана. Уточнить к.-л. образом нач. состояние частицы с тем, чтобы можно было проследить в деталях за её движением и предсказать, куда она попадёт после рассеяния на дифракц. решётке, принципиально невозможно. Любая попытка фиксации координат частиц до дифракции так изменит их импульсы, что вся дифракц. картина окажется смазанной.

Особенно отчётливо статистич. характер явлений микромира обнаруживается при распадах радиоакт. ядер и нестабильных элементарных частиц.

Отметим, что точно формулируемая количественная (теоретическая) вероятностная П. в классич. статистич. теориях не исчерпывает П. полностью. Кроме того, сохраняется понятие качественной (или наглядной) П. в том смысле, что те или иные случайные значения координат, импульсов и др. величин причинно обусловлены. Напр., причиной очередного случайного броска броуновской частицы в определ. направлении являются нескомпенсиров. удары молекул о частицу с одной стороны.

Нельзя заранее полностью исключить возможность того, что и в квантовой области качественная П. всё же способна объяснить детали того или иного поведения микрообъекта. Определ. отклонение электрона при дифракции, распад частицы в данный момент и т. д. имеют свои причины. Так, в частности, взаимодействие частиц с физ. *вакуумом* можно рассматривать как проявление универс. связи микрообъектов, исключающей возможность их полной индивидуализации. Это взаимодействие статистич. характера, возможно, и обусловливает детали поведения отд. микрообъектов. Но отсюда, конечно, ни в коем случае не вытекает, что для микрообъектов возможны законы динамич. типа.

В квантовой теории поля принцип П. в явной форме используется в качестве активного начала при развитии теории (см. *Причинности принцип*).

Лит.: 1) Гоббс Т., Избр. произведения, пер. с лат. и англ., т. 1, М., 1964; 2) Лейбниц Г. В., Соч., т. 1, М., 1982; 3) Мах Э., Анализ ощущений и отношение физического к психическому, пер. с нем., 2 изд., М., 1908; 4) Рассел Б., Человеческое познание. Его сфера и границы, пер. с англ., М., 1957; 5) Бунге М., Причинность, пер. с англ., М., 1962; 6) Философия естествознания, в. 1, М., 1966; 7) Свечников Г. А., Причинность и связь состояний в физике, М., 1971; 8) Мякишев Г. Я., Динамические и статистические закономерности в физике, М., 1973.

Г. Я. Мякишев.

ПРИЭЛЕКТРО́ДНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — процессы в газовых разрядах в неоднородной по концентрации, темп-ре и др. параметрам плазме, заключённой между электродом и почти однородной плазмой. В противоположность однородному *положительному столбу* плазмы, где ток протекает под действием электрич. поля, в приэлектродных областях значит. роль играют *переноса процессы* заряж. частиц за счёт диффузии и под действием градиента темп-ры. В непосредств. близости от электрода распределения электронов и ионов по скоростям, как правило, отличаются от распределения Максвелла.

Сложность П. я. определяется не только разнообразием условий, в к-рых они протекают, но и необходимостью во мн. случаях рассматривать явления как вблизи электрода, так и на самом электроде при взаимном влиянии их друг на друга. Это обстоятельство характеризует состав и свойства приэлектродной плазмы. Так, напр., существование и самоподдержание вакуумного дугового разряда определяются образованием катодных пятен и эрозией материала катода.

В сильноточных разрядах с термоэмиссионным катодом и сильноточных дуговых разрядах вдали от электрода устанавливается не только почти однородное, но также и почти равновесное состояние либо для всей плазмы в целом, либо в отдельности для электронов и тяжёлой компоненты (атомов и ионов). В этом случае под П. я. понимают явления в области между электродом и почти равновесной плазмой, в к-рой последовательно релаксируют приэлектродные возмущения. В этой области устанавливаются *квазинейтральность плазмы*, максвелловские ф-ции распределения заряж. частиц, *ионизационное равновесие*, выравниваются темп-ры электронов и тяжёлой компоненты плазмы. Релаксация приэлектродных возмущений происходит на определённых характерных длинах (длины свободного пробега, длины установления квазинейтральности и т. п.), к-рые можно рассмотреть на примере плазмы с достаточно большой концентрацией электронов, реализующейся, напр., в сильноточных разрядах.

Ленгмюровский слой. Ионный ток на границе плазма — электрод. Характерной длиной установления квазинейтральности термодинамически равновесной плазмы является *дебаевский радиус экранирования* $r_D = \sqrt{kT/4\pi ne^2}$, где n и T — концентрация и темп-ра невозмущённой плазмы. В отсутствие равновесия, при протекании тока, приэлектродный слой пространственного заряда расширяется, образуя т. н. ленгмюровскую оболочку, протяжённость к-рой L_0 в случае незиттирующего электрода при достаточно большом падении напряжения U_0 в слое ($U_0 \gg kT$) может быть оценена из закона 3/2 Ленгмюра:

$$j=\frac{1}{9\pi}\sqrt{\frac{2eU^3}{mL_0^4}}, \qquad (1)$$

где j — плотность тока из плазмы на электрод, m — масса заряж. частиц, переносящих ток. Выражение (1) справедливо, когда длина свободного пробега заряж. частиц превышает L_0. В случае контакта отрицательно заряженного электрода с плазмой на электрод течёт ионный ток и заряд электрода компенсируется зарядом ионов, заполняющих ленгмюровскую оболочку толщиной L_0. Ионы, входящие в ленгмюровскую оболочку, должны быть предварительно ускорены так, чтобы их скорость v_i на границе оболочки удовлетворяла условию $v_i \geqslant \sqrt{kT_e/m_i}$ (т. н. критерий Бома). Точку, в к-рой достигается скорость $v_i = \sqrt{kT_e/m_i}$, условно считают граничной, отделяющей квазинейтральную плазму от ленгмюровского слоя. Т. к. обычно $T_e \gg T_i$, то в квазинейтральной плазме на расстоянии порядка длины свободного пробега иона l_i существует сильное для ионов электрич. поле, обеспечивающее необходимое ускорение ионов до энергий $\sim kT_e$ (рис. 1).

Рис. 1. Потенциальная диаграмма на границе плазмы с отрицательно заряженным электродом: A — работа выхода, $\varphi(x)$ — электростатический потенциал; за нуль отсчёта принят потенциал на границе квазинейтральной плазмы с ленгмюровской оболочкой.

При этом плотность ионного тока на электрод $j_i \approx en\sqrt{kT_e/m_i}$, где n — концентрация ионов на границе квазинейтральной плазмы. Протяжённость ленгмюровской оболочки $L_0 \sim r_D(T_e)(eU_0/kT_e)^{3/4}$.

Если отрицат. электрод является эмиттером электронов, то становится существенной напряжённость электрич. поля E_0 на поверхности электрода, определяющая величину *Шоттки эффекта*:

$$E_0^2=8\pi\sqrt{2m_iU_0/e}\left(j_i-\sqrt{m_e/m_i}\,j_e^{(0)}\right), \qquad (2)$$

где $j_e^{(0)}$ — плотность тока эмиссии катода.

При $j_e^{(0)} = \sqrt{m_i/m_e}j_i$ электрич. поле $E_0 = 0$ и ленгмюровская оболочка представляет собой *двойной электрический слой* ионов и электронов, в к-ром пространственный заряд плазменных ионов компенсируется зарядом катодных электронов (область 2, рис. 2). При эмиссионном токе $j_e^{(0)} > \sqrt{m_i/m_e}j_i$ электрич. поле на катоде становится тормозящим для катодных электронов и у катода возникает минимум потенциала — *виртуальный катод*, увеличивающий эфф. *работу выхода* катода.

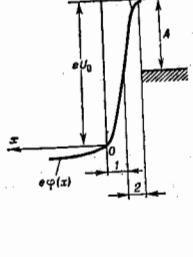


Рис. 2. Возникновение виртуального катода: 1 — область, где преобладают плазменные ионы; 2 — область, где преобладают катодные электроны.

Величина мин. потенциала такова, что эфф. эмиссия электронов с катода в плазму остаётся на уровне $j_{e\,\text{эфф}}^{(0)} = \sqrt{m_i/m_e}\,j_i$.

Выражения для L_0, E_0 и $j_{e\,\text{эфф}}^{(0)}$ справедливы лишь при весьма больших значениях eU_0/kT_e, т. к. поправки к этим выражениям $\sim \sqrt{kT_e/eU_0}$. Образование виртуального катода обнаруживается экспериментально в разрядах с термоэмиссионным катодом по резкому ограничению электронной эмиссии с катода в плазму при увеличении темп-ры катода.

Электронный ток на границе плазма — электрод. Функции распределения. Следующей характерной длиной является длина свободного пробега заряж. частиц. На длине свободного пробега ионов l_i в квазинейтральной плазме формируется сильно анизотропное и ускоренное до энергий $\sim kT_e$ распределение ионов. На длине свободного пробега электронов l_e формируется их угл. распределение, к-рое на границе с отрицательно заряженным электродом анизотропно, причём величина анизотропии определяется отношением eU_0/kT_e. Анизотропия уменьшается при увеличении eU_0/kT_e и при $eU_0/kT_e \gg 1$, когда электроны покидают плазму в осн. лишь в пределах узкого телесного угла $\sim kT_e/eU_0$, анизотропия их ф-ции распределения уже перестаёт сказываться на величине тока. Ф-ция распределения электронов в плазме перед задерживающим потенциальным барьером определена для произвольных значений eU_0/kT_e из решения *кинетического уравнения Больцмана*.

При удалении от электрода ф-ции распределения заряж. частиц изотропизуются. Обычно плазма в приэлектродном слое ионизована слабо, и изотропизация происходит при столкновениях заряж. частиц с нейтральными. Столкновения ионов с нейтралами, близкими по массе к m_i, приводят не только к изотропизации, но и к образованию максвелловского распределения для ионов с темп-рой T_i, совпадающей с темп-рой нейтралов $T_н$.

Установление максвеллоидного распределения для электронов в сильноточных разрядах происходит, как правило, за счёт межэлектронных столкновений. Вследствие затруднённого обмена энергией между электронами и тяжёлой компонентой темп-ра электронов T_e в приэлектродном слое отличается от $T_н$, обычно $T_e > T_н$. В слабоионизов. плазме длина, на к-рой устанавливается максвелловское распределение для электронов, обычно порядка длины релаксации энергии $L_\varepsilon = \sqrt{D_e(\varepsilon)\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$, где D_e — коэф. диффузии электронов, $\tau_\varepsilon = m_e^{1/2}\varepsilon^{3/2}/2^{3/2}\pi e^4\Lambda n$ — время релаксации энергии электрона, Λ — *кулоновский логарифм*, $\varepsilon = mv^2/2$ — кинетич. энергия электрона. L_ε увеличивается с увеличением ε и для быстрых электронов с $\varepsilon \approx eU_0$ часто $L_\varepsilon \gg l_e$. В этом случае ф-ция распределения электронов по энергиям $f_e(\varepsilon)$ в приэлектродном слое может существенно отличаться от распределения Максвелла. Поскольку ток на границе плазма — электрод переносится исключительно быстрыми электронами с $\varepsilon \geqslant eU_0$, то немаксвелловская ф-ция распределения влияет на величину тока. Если электрод является поглощающей стенкой, то эмиссия электронов на плазму на электрод приводит к обеднению быстрыми электронами и к соответствующему уменьшению тока. При наличии эмиссии электронов с электрода часть упруго рассеянных в плазме электронов возвращается на эмиттер и поток поступающих в плазму электронов тоже уменьшается. При учёте обоих эффектов ток на контакте плазмы с катодом

$$j_e=j_e^{(0)}\,[1-r_1(T_к,T_e)]-\frac{1}{4}en\bar{v}_e\exp\left(-\frac{eU_0}{kT_e}\right)[1-r_2(T_e)],$$

здесь $T_к$ — темп-ра катода, r_1 и r_2 — кинетич. коэф. отражения. При большой величине r_1, когда $1-r_1 \ll 1$, имеет место соотношение:

$$1-r_1=\frac{4}{3}\left(\frac{eU_0}{kT_e}\right)^{3/2}\frac{l_e}{L_{\mathscr{E}}(eU_0)}.$$

Из соотношения детального равновесия между прямыми и обратным потоками при $T_н = T_e$ и $j_e^{(\omega)}=1/4 env_e\times$ $\times\exp(-eU_0/kT_e)$ следует, что $r_1(T_e,\ T_e)=r_b(T_e)$. За счёт парных столкновений быстрых электронов катодной эмиссии с осн. массой тепловых электронов плазмы происходят релаксация энергии быстрых электронов и нагрев тепловых электронов; им передаётся энергия $j_e^{\omega}U_0$, полученная ускоренным катодным пучком в ленгмюровской оболочке. Приведённые выше выражения для $L_{\mathscr{E}}$ и l_e справедливы при $L_{\mathscr{E}}\gg l_e$, когда релаксации энергии предшествует изотропизация быстрых электронов. Для этих условий создана теория релаксации электронных пучков в плазме; типичные расчётные ф-ции распределения $f(w)$ при $r_1,\ r_b\ll 1$ приведены на рис. 3; $w=m_e v^2/2-e\varphi(x)$ — полная энергия электрона. За нуль отсчёта потенциала $\varphi(x)$, как и выше, принят потенциал плазмы на границе с ленгмюровской оболочкой. Ф-ция распределения на этой границе ревко немаксвелловская (кривая *1*) за счёт инжекции в плазму быстрых электронов катодной эмиссии. С удалением от катода эта немаксвелловость уменьшается (кривые *2*, *3* на рис. 3).

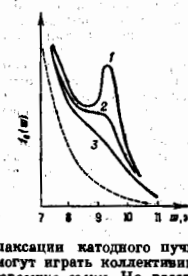


Рис. 3. Функция распределения электронов в прикатодном слое водородной плазмы (при давлении $p_{H_2}=10$ Тор $j_e^{(0)}=30$ А/см², $U_0=9$ В; степень ионизации плазмы $\beta_e=2\cdot10^{-5}$); *1* — $x=0$ (граница плазмы с ленгмюровской оболочкой); *2* — $x=0{,}1L_{\mathscr{E}}$; *3* — $x=0{,}25L_{\mathscr{E}}$ ($L_{\mathscr{E}}\approx0{,}625$ см; пунктир — распределение Максвелла).

В случае $L_{\mathscr{E}}\leqslant l_e$ в релаксации катодного пучка электронов существ. роль могут играть коллективные процессы, в частности *ленгмюровские волны*. На расстоянии от катода $x\lesssim l_e$ часть энергии пучка идёт на возбуждение ленгмюровских волн, а далее их энергия обычно расходуется на нагрев тепловых электронов, напр. при столкновит. затухании волн. На расстоянии $x\geqslant l_e$ пучок изотропизуется, и оставшаяся энергия обычно передаётся тепловым электронам при парных межэлектронных столкновениях. Неравновесность ф-ции распределения быстрых электронов и приэлектродном слое наблюдалась экспериментально в измерениях с помощью эл.-статич. зонда в парах щелочных металлов и инертных газов в разрядах в узком зазоре, где отсутствует положит. столб и практически весь зазор заполнен неравновесной приэлектродной плазмой.

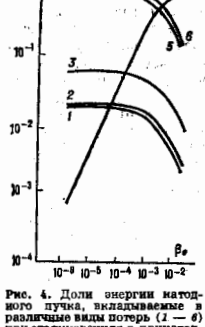


Рис. 4. Доли энергии катодного пучка, вкладываемые в различные виды потерь ($1-6$) при столкновениях в прикатодном слое водородной плазмы, в зависимости от степени ионизации β_e при $p_{H_2}=10$ Тор, $U_0=10$ В.

Энергия катодного пучка расходуется не только на нагрев электронного газа в прикатодном слое, но также на возбуждение электронных и колебат. уровней молекул и соответствующее увеличение скорости диссоциации молекул. На рис. 4 изображены доли энергии α_k ($k=1\div6$), теряемые пучком при столкновении на границе ленгмюровского слоя с плазмой молекулярного водорода, в зависимости от степени ионизации β_e плазмы в приэлектродном слое; кривые *1—6* соответствуют потерям энергии при упругих столкновениях, на возбуждение вращений, колебаний молекул, на нагрев тепловых электронов, на прямую диссоциацию и суммарные потери энергии на возбуждение низко расположенных электронных состояний молекул водорода. Как видно из рис. 4, соотношение между разл. механизмами релаксации энергии меняется при изменении степени ионизации плазмы.

Влияние магнитного поля на приэлектродные процессы в осн. сводится к уменьшению величины тока. Наиб. сильно это влияние проявляется, когда магн. поле H поперечно тому, т. е. параллельно поверхности электрода. Магн. поле изменяет траекторию электрона, вылетающего с катода (или идущего по плазме на катод), заворачивая его вокруг силовой линии, так что он может вернуться назад на катод (или в плазму). На контакте плазмы с эмиттирующим электродом в поперечном магн. поле ток записывается в виде

$$j_e=\left[j_e^{(0)}-\frac{1}{4}en\bar{v}_e\exp\left(-eU_0/kT_e\right)\right]\chi_H(\beta),$$

где ф-ция $\chi_H(\beta)$ описывает уменьшение тока ($\chi_H<1$), $\beta=\omega\tau_e$, $\omega=eH/m_ec$ — циклотронная частота, τ_e — время релаксации электронов по импульсу. Ф-ция $\chi_H(\beta)$ одинакова как для тока электронной эмиссии с катода, так и для обратного тока электронов из плазмы на катод. Явный вид зависимости $\chi_H(\beta)$ просто определить при $eU_0/kT_e\gg1$, т. е. когда электроны вылетают с катода в пределах узкого телесного угла. В этом случае траектория электрона практически совпадает с полуокружностью с циклотронным радиусом $\rho_c=cm_ev/eH$. Вероятность того, что электрон не вернётся на катод обратно, а, испытав рассеяние, останется в плазме, равна

$$\chi_H(\beta)=1-\exp(-\pi\rho_e/l_e)=1-\exp(-\pi/\beta),$$

где $l_e=v\tau_e$. Расчёт показывает, что χ_H слабо зависит от eU_0/kT_e, поэтому приведённое выражение для $\chi_H(\beta)$ справедливо практически при любых eU_0/kT_e. В сильных магн. полях, когда $\beta\gg1$, $\chi_H(\beta)\sim1/\beta$, а ток в приэлектродном слое $j_e\sim1/\omega\tau_e$, в то время как в объёме плазмы в сильных магн. полях $j_e\sim1/(\omega\tau_e)^2$.

Ионизация атомов и рекомбинация ионов в приэлектродном слое. Длина, на к-рой в приэлектродном слое слабоионизов. плазмы устанавливается ионизац.-рекомбинац. равновесие, обычно наз. д л и н о й и о н и з а ц и и L_i, хотя более правильное название — «длина рекомбинации», т. к. L_i характеризует собой расстояние, с к-рого ион, не рекомбинируя, может уйти из плазмы на электрод. На расстоянии от электрода, существенно превышающем L_i, ионизация локально уравновешивается рекомбинацией. Если в процессах ионизации и рекомбинации излучение не играет существ. роли, а ф-ция распределения электронов максвелловская, то *ионизационное равновесие* соответствует равновесию, описываемому Саха ф-лой с электронной темп-рой T_e. Вблизи электрода на расстоянии $\lesssim L_i$ плазма обеднена заряж. частицами. Ионный ток из ионизац.-равновесной плазмы на отрицат. электрод равен

$$j_i=D_i(1+T_e/T)n(T_e)\psi(\beta_e,T_e/T)/L_i,$$

где $L_i=\sqrt{2D_i(1+T_e/T)/N_a\bar{v}_e\sigma_i(T_e)}$, D_i — коэф. диффузии ионов, N_a — концентрация атомов на границе слабоионизов. плазмы с электродом, $n(T_e)$ — концентрация плазмы в области ионизац. равновесия, $\sigma_i(T_e)$ — эфф. сечение ионизации атома электронным

ударом; ψ — ф-ция, слабо отличающаяся от 1, при не слишком больших отношениях T_e/T ($0{,}95 \leqslant \psi \leqslant 1{,}2$ при $1 \leqslant T_e/T \leqslant 10$). Полученная зависимость ионного тока j_i от параметров плазмы проверялась экспериментально с помощью зондовых и спектральных измерений наиб. точно в низковольтном дуговом разряде. Приведённые выше зависимости для j_i и L_i справедливы при $L_i \gg l_i$ (l_i — длина свободного пробега иона в нейтральных атомах), т. е. когда плазма в приэлектродном слое слабо ионизована. В противоположном предельном случае ($L_i < l_i$) L_i теряет физ. смысл, т. к. установление ионизац. равновесия происходит на расстоянии от электрода, меньшем или сравнимом с l_i. На таком расстоянии движение ионов из плазмы к электроду нельзя описывать в терминах диффузии или подвижности. В этом случае физ. смысл имеет величина $L_i' = v_s/n\sigma_i(T_e)$ — длина, на к-рой ионизуются десорбирующиеся с поверхности электрода атомы ($v_s = \sqrt{2kT/\pi m_a}$ — ср. скорость десорбирующихся атомов). L_i' должна быть меньше l_{ia} — длины свободного пробега десорбировавшегося атома, чтобы атом ионизовался прежде, чем столкнётся с ионом. В этом случае ионный ток из плазмы на электрод $j_i \sim en\sqrt{kT_e/m_i}$, где n — концентрация плазмы на границе с ленгмюровской оболочкой. На рис. 5 приведена эксперим. зависи-

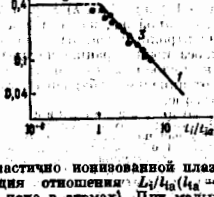


Рис. 5. Зависимость ионного тока из равновесной частично ионизованной плазмы на электрод от L_i/l_{ia}: 1 — расчёт для $L_i/l_{ia} \gg 1$; 2 — кая $L_i/l_{ia} \ll 1$; 3 — результаты эксперимента в низковольтном дуговом разряде в Cs.

мость j_i на равновесной частично ионизованной плазмы на электрод как ф-ция отношения L_i/l_{ia} (l_{ia} — длина свободного пробега иона в атомах). При малых и больших значениях L_i/l_{ia} эксперим. результаты совпадают с предельными выражениями для j_i. В приведённом выше рассмотрении предполагалось, что протяжённость области ионизации L_i превышает длину L_φ установления максвелловского распределения электронов. Если $L_i \leqslant L_\varphi$, на скорость ионизации в приэлектродном слое существенно влияет неравновесность ф-ции распределения электронов. Вблизи катода это приводит к увеличению скорости ионизации вследствие увеличения частоты ударов первого рода и актов прямой ионизации электронным ударом за счёт появления в плазме несрелаксировавших быстрых электронов катодной эмиссии.

В плазме молекулярных газов явления в приэлектродном ионизац.-рекомбинац. слое усложняются вследствие появления молекулярных ионов. При достаточно большом давлении плазмообразующего вещества и низкой темп-ре электрода молекулярные ионы возникают в приэлектродных слоях даже в тех случаях, когда в осн. объёме плазмы они диссоциированы. Каналы рождения и гибели молекулярных ионов многообразны: конверсия атомарных ионов в молекулярные, ассоциативная ионизация, диссоциация, диссоциативная рекомбинация и др. Плазма, образованная молекулярными ионами, вследствие большой скорости рекомбинации обычно находится в состоянии ионизац.-рекомбинац. равновесия, а концентрация такой плазмы мала по сравнению с концентрацией плазмы в осн. объёме. Поэтому возникновение молекулярных ионов в холодных приэлектродных слоях приводит к уменьшению концентрации плазмы, а следовательно, и величины ионного тока, отводимого из плазмы на электрод.

Выравнивание температур компонент плазмы в приэлектродном слое. Передача энергии от электронов атомам и ионам приводит к разогреву тяжёлой компоненты и к выравниванию темп-р T и T_e. Такая ситуация реализуется, напр., в дуговых разрядах, горящих при атмосферном и более высоком давлениях. Но в приэлектродном слое темп-ра T тяжёлой компоненты понижается, а тепло, выделяемое в тяжёлой компоненте за счёт разности темп-р $T_e - T$, отводится потоком теплопроводности от тяжёлой компоненты на электрод. Протяжённость приэлектродной области понижения темп-ры — порядка длины температурной релаксации L_T, к-рая в слабоионизов. плазме атомарного газа равна $L_T \sim (m\varkappa_a\tau/m_e kn)^{1/2}/\varepsilon$, где $\varkappa_a$ — теплопроводность атомов, $\tau = \tau_{ea}\tau_{et}/(\tau_{ea} + \tau_{et})$ — эфф. время релаксации электронов по импульсу при рассеянии на атомах и ионах. В плазме атомарных газов обычно $L_T > L_i$; в плазме молекулярных газов длина L_T существенно сокращается вследствие возбуждения колебаний и вращений молекул электронным ударом с последующей передачей колебат. и вращат. энергии на поступат. степени свободы. Для определения хода темп-ры T в приэлектродном слое нужно совместно с ур-ниями теплопроводности решать систему ур-ний колебат. кинетики для молекул. При грубых оценках отношение $m_e/\bar{m}$ в выражении для L_T заменяют на δ ($\delta \gg m_e/m$). Здесь δ — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с молекулой, к-рая известна в ряде случаев по результатам расчётов и экспериментов.

Катодные пятна. В дуговых и искровых разрядах с холодным катодом на поверхности катода образуются катодные пятна — сильно разогретые области размерами 10^{-3}—10^{-4} см, и к-рым принимает ярко светящаяся плазма, состоящая полностью или частично из материала катода. Катодное пятно перемещается по поверхности и является источником высокоскоростных струй плазмы. Обычно горение дуги начинается с появления быстроперемещающихся пятен (скорость $\sim 10^3$—10^4 см/с), к-рые затем переходят в медленноперемещающиеся пятна (скорость 10—10^3 см/с). В катодных пятнах катодное падение напряжения обычно имеет величину $\sim$ 10—20 В, ток на одно пятно порядка десятков сотен А.

Прианодные явления в дуговых разрядах значительно менее изучены, чем процессы в прикатодной области. В дуговых разрядах низкого и ср. давления ($p < 4$ атм) переход от распределённого по аноду разряда к контрагированному с дуговым эрозионным пятном происходит, когда режим горения дуги с задерживающим электроны анодным падением напряжения переходит в режим с ускоряющим электроны анодным падением. Образование анодного пятна сопровождается ионизацией материала анода, увеличением концентрации плазмы в прианодной области и тока на анод. Такой процесс может быть определяющим и для др. сильноточных дуговых разрядов.

Приэлектродные явления в тлеющем разряде. В этом типе разряда катодная область заключена между катодом и положительным столбом и состоит из астонова тёмного пространства, катодного свечения и катодного тёмного пространства, области отрицат. свечения и фарадеева тёмного пространства. Плотность тока на катоде при *тлеющем разряде* зависит от рода газа, его давления и материала катода. При изменении разрядного тока меняется только площадь токового пятна на катоде, а катодное падение напряжения U_c и толщина катодного слоя остаются неизменными (нормальный тлеющий разряд). В аномальном тлеющем разряде, когда вся площадь катода занята током, катодное падение напряжения и плотность тока увеличиваются с увеличением тока разряда. В тлеющем разряде осн. падение напряжения сосредоточено между катодом и отрицат. свечением, здесь преобладает ионный прост-

ранства заряд, а электрич. поле уменьшается примерно по линейному закону от поверхности катода до границы с отрицат. свечением. В области отрицат. свечения образуется квазинейтральная плазма, а электрич. поле близко к нулю; в дальнейшем оно снова увеличивается и выходит на пост. значение в положит. столбе. В нормальном тлеющем разряде плотность падения напряжения составляет сотни В. Ток в тёмном катодном пространстве и в более близких к катоду областях переносится в осн. ионами, движущимися к катоду. Им сопутствует поток быстрых атомов, образующихся в результате *перезарядки ионов* на атомах газа. Ионы и быстрые атомы выбивают с поверхности катода электроны, необходимые для поддержания разряда, и являются причиной катодного распыления. Теоретич. вид вольт-амперной характеристики прикатодного слоя в тлеющем разряде приведён на рис. 6, где j_n и U_n — т. н. нормальные

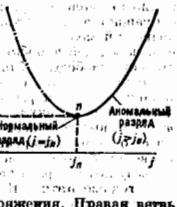


Рис. 6. Расчётная вольт-амперная характеристика катодного слоя тлеющего разряда; штриховая кривая — нереализующаяся ветвь; n — точка, соответствующая нормальному тлеющему разряду.

плотность тока и падение напряжения. Правая ветвь кривой $U_c(j)$ описывает аномальный тлеющий разряд; левая ветвь неустойчива и не реализуется, реально ей соответствует нормальный тлеющий разряд с $U_c = U_n$ и $j = j_n$.

Прианодные явления в тлеющем разряде изучены значительно меньше, чем прикатодные. В ряде случаев тлеющий разряд в прианодной области также контрагирован. Величина и знак падения напряжения в прианодной области зависят от тока разряда: обычно при малых токах анодное падение напряжения ускоряет электроны в сторону анода, а при больших токах — тормозит. При ускоряющем анодном падении прианодная область состоит из анодного тёмного пространства, примыкающего к положит. столбу, и анодного свечения, примыкающего к аноду.

Приэлектродные явления в движущейся плазме связаны с пограничными слоями, образующимися при обтекании плазмой электрода. Наиб. интерес представляет обтекание плазмой отрицат. электрода. В этом случае у обтекаемой поверхности образуется электрич. пограничный слой, в пределах к-рого происходит уменьшение концентрации плазмы вследствие отвода ионов на электрод. Структура пограничного слоя в слабоионизов. плазме определяется соотношением между 4 характерными линейными масштабами: толщиной ленгмюровской оболочки L_0, поперечными размерами газодинамич. слоя $\delta_g = L/\sqrt{R_g}$, электрич. слоя $\delta_e = L/\sqrt{R_e}$ и ионизац.-рекомбинац. слоя L_i (здесь L — длина обтекаемой пластины, $R_g = V_\infty L/\nu$ и $R_e = V_\infty L/D_i(1 + T_e/T)$ — соответственно газодинамич. и электрич. *Рейнольдса число*, V_∞ — газодинамич. скорость невозмущённого потока, ν — кинематич. вязкость газа, D_i — коэф. диффузии ионов]. Рис. 7 иллюстрирует образование пограничных слоёв при обтекании плоского электрода достаточно плотной плазмой, для к-рой длина свободного пробега $\ll$ размеров электрода и толщины пограничных слоёв, так что $L_0 \ll L_i \ll \delta_g, \delta_e, L$. При $L_i \gg \delta_g, \delta_e$ генерация ионов в пределах пограничного слоя несущественна, у электрода образуется электрич. пограничный слой, подобный газодинамическому. Ионы поставляются в этот слой вместе с потоком ионизов. газа, т. е. конвективным путём, и отводятся на электрод под действием электрич. поля и за счёт диффузии (рис. 7, *а*). При $L_i \ll \delta_g, \delta_e$ в области плазмы, примыкающей к электроду, образуется практически однородный по длине пластины ионизац.-рекомбинац. пограничный слой (рис. 7, *б*). В этом случае генерация ионов в приэлектродном слое и отвод их на электрод происходят так же, как и в покоящейся плазме. Полный ионный ток, отводимый из плазмы

Рис. 7. Плазма в пограничных слоях при различных соотношениях длины L_i и толщины δ_e электрического пограничного слоя: *а* — $L_i \gg \delta_e$; *б* — $L_i \ll \delta_e$. Стрелками обозначены линии тока ионов из невозмущённой плазмы на электрод.

на отрицательно заряженный электрод длиной L единичной толщины, может быть представлен в виде $I_i = en_\infty V_\infty \delta_e F(\mu, \lambda)$, где $F(\mu, \lambda)$ — ф-ция, зависящая от безразмерных параметров $\mu = \delta_e/L_i$ и $\lambda = R_e/R_g$. При $\mu \ll 1$ ф-ция $F(\mu; \lambda) \sim 1$ и $I_i \sim en_\infty V_\infty \delta_e$, т. е. ионный ток определяется кол-вом ионов, поставляемых потоком газа в электрич. пограничный слой (рис. 7, *а*). При $\mu \gg 1$ ф-ция $F(\mu, \lambda) \simeq \mu$ и $I_i \approx en_\infty D_i(1 + T_e/T)L/L_i$, т. е. такой же, как и в покоящейся плазме (рис. 7, *б*). Электронный ток из плазмы на электрод выражается через концентрацию плазмы на границе с ленгмюровским слоем, электронную темп-ру T_e и задерживающий потенциальный барьер U_0 так же, как и в покоящейся плазме.

Лит.: Граковский А. В. Л., Электрический ток в газе, М., 1974; Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, под ред. Б. Н. Мойжеса, Г. Е. Пикуса, М., 1973; Любимов Г. А., Раховский В. И., Катодное пятно вакуумной дуги, «УФН», 1978, т. 125, с. 665; Бакшт Ф. Г., Юрьев В. Г., Приэлектродные явления в низкотемпературной плазме, «ЖТФ», 1979, т. 49, и. 5, с. 905; Дюжев Г. А. и др., Анодные процессы в сильноточном дуговом разряде, «Химия плазмы», 1985, в. 10, с. 169; Стахановв И. П., Черновец В. Е., Физика термоэмиссионного преобразователя, М., 1985; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987; Рожанский В. А., Цендин Л. Д., Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988.

Ф. Г. Бакшт, В. Г. Юрьев

ПРОБОЙ ГАЗА — нестационарный процесс интенсивной *ионизации* газа под действием внеш. пост. или перем. электрич. поля при достижении им нек-рой критич. (пороговой) величины. В этом случае «затравочный» свободный электрон под действием поля набирает энергию, достаточную для ионизации атома, и, вовлекая далее в процесс ионизации газа всё новые и новые поколения электронов, порождает *лавину электронную*. Наряду с процессами рождения электронов существуют и процессы их исчезновения: прилипание к атомам и молекулам в эл.-отрицат. газах, потери на электродах и диффузия.

П. г. происходит, если скорость рождения электронов превосходит скорость их исчезновения. В случае равенства указанных скоростей существует стационарный разряд.

Разнообразие ситуаций, к-рые могут разыгрываться при П. г., определяется не только родом и плотностью газа, но и геометрией электродов и разрядной камеры, частотой перем. эл.-магн. поля. Простейший вариант относится к пробою между плоскими электродами в пост. электрич. поле (см. *Пашена закон*). Изучение именно этого вида П. г. позволило Дж. С. Таунсенду (J. S. Townsend) открыть в 1900 электронную лавину и предложить лавинную теорию П. г.

При рассмотрении П. г. в перем. эл.-магн. поле с частотой ω вводят новый параметр, равный отношению

амплитуды колебаний электронов (при $\nu_{en} \ll \omega$) либо амплитуды дрейфовых движений (при $\nu_{en} \gg \omega$) к характерному размеру разрядной камеры L (ν_{en} — частота упругих столкновений электрона с атомами). Напр., для типичных условий СВЧ-пробоя этот параметр имеет величину $\approx 10^{-3}$ ($\lambda = 10$ см, $L = 1$ см).

На рис. 1 приведены эксперим. и теоретич. значения порога СВЧ-пробоя для смеси He и паров Hg.

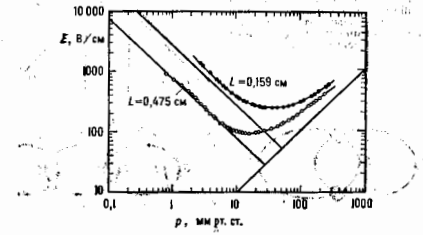


Рис. 1. Зависимость порога СВЧ-пробоя для смеси гелия и паров ртути от давления. Сплошные линии — теория, кружки и точки — эксперимент; $\lambda = 10$ см.

В области низких давлений ($\nu_{en} \ll \omega$) преобладают потери на ионизацию, и тогда пороговое поле $E_{пр} \backsim \omega/pL$; в области высоких давлений ($\nu_{en} \gg \omega$) напряжение пробоя $E_{пр} \backsim p$. Положение минимума соответствует $\nu_{en} \approx \omega$. Мин. пороги пробоя в СВЧ-диапазоне имеют место при $1 \div 10$ тор, в оптическом — при десятках и сотнях атмосфер (см. *Оптические разряды*).

При ВЧ-пробое ($\lambda = 10 \div 100$ м) возможна ситуация, когда амплитуда колебаний электрона и характерный размер разрядной камеры сравниваются. В этом случае появляется скачок потенциала зажигания, бесконтактного ВЧ-разряда, что связывается с возрастанием диффузионных потерь электронов на стенках камеры.

Влияние геометрии электродов на параметры П. г. может быть показано на примере зажигания коронного разряда между коаксиальными цилиндрами. В этом случае порог пробоя зависит от радиусов внутр. и внеш. цилиндров, а также от знака потенциала внутр. цилиндра по отношению к заземлённому внеш. цилиндру (рис. 2).

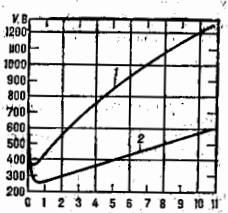


Рис. 2. Зависимость потенциала зажигания для азота между проволокой и коаксиальным цилиндром (радиусы 0,083 и 2,3 см соответственно): *1* — для положительно заряженной проволоки; *2* — для отрицательно заряженной проволоки.

Лавинная теория П. г. применима в огранич. области параметра pd (d — расстояние между электродами, p — давление). Отступления от теории возникают как при $pd \to 0$ (см. *Вакуумный пробой*), так и при возрастании pd. Напр., при атм. давлении время П. г. (время формирования самостоят. разряда) оказывается на два порядка меньше (10^{-7} с при $d = 1$ см), чем следует из лавинной теории, где оно определяется в осн. подвижностью положит. ионов. Л. Б. Лёб (L. B. Loeb) и Дж. М. Мик (J. M. Meek), а также независимо от них Х. Ретер (H. Raether) предложили для объяснения высокой скорости формирования самостоят. разряда стримерную теорию; в ней учитывается ионизация газа вокруг первичной лавины в результате переноса излучения из её головки, а также волновой характер движения пространственного положит. заряда вдоль оси первичной лавины от анода к катоду (см. *Стримеры*).

При больших d возможен переход слаботочного канала стримера в хорошо проводящий л и д е р, обеспечивающий вынос потенциала электрода в глубь межэлектродного промежутка. На рис. 3 дана схема развития положит. лидера при пробое промежутка стержень — плоскость. Скорость удлинения канала лидера увеличивается с ростом крутизны импульса напряжения, достигая 10^7 см/с при крутизне 10^{12} В/с.

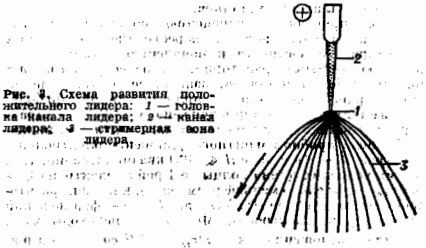


Рис. 3. Схема развития положительного лидера: *1* — головка канала лидера; *2* — канал лидера; *3* — стримерная зона лидера.

Вынос потенциала высоковольтного электрода образующимся плазменным стержнем при возбуждении волны пробоя (см. *Ионизационные волны*) исследовался в длинных экранир. трубках при крутизне импульса напряжения до $5 \cdot 10^{13}$ В/с.

Характерные особенности данного вида пробоя видны на рис. 4, где представлены зависимости от давления p скорости волны пробоя v вдоль трубки, амплитуды тока I в цепи заземлённого электрода и коэф. затухания α, характеризующего скорость уменьшения потенциала фронта по мере продвижения волны вдоль трубки. Трубка помещена в коаксиальный металлич. экран диаметром 5,4 см.

Рис. 4. Характеристики волны пробоя азота в длинной экранированной трубке: *1* — скорость волны v; *2* — амплитуда тока I; *3* — коэффициент затухания α. Внутренний диаметр трубки 0,6 см, длина $\approx 48{,}5$ см. Импульс напряжения отрицательной полярности с амплитудой 250 кВ, длительностью 9 нс, с фронтом нарастания и спада $\approx 2{,}5$ нс подавался на один из электродов.

На фронте волны пробоя могут быть достигнуты высокие значения напряжённости электрич. поля. Об этом свидетельствует, напр., наблюдаемое рентг. излучение, возбуждаемое вблизи фронта пучками убегающих электронов. Отсюда возникает некоторое сходство между пробоем в длинных трубках и П. г. электронным пучком.

Лит.: Л е б Л. Б., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М. — Л., 1950; Л о э в Л.

ский Э. Д., Фирсов О. Б., Теория искры, М., 1975; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

Э. И. Адирович.

ПРОБОЙ ДИЭЛЕКТРИКОВ — см. в ст. *Диэлектрики.*

ПРОБОЙ МАГНИТНЫЙ в металлах — квантовое туннелирование электронов проводимости в магн. поле H через классически запрещённые области импульсного пространства в местах сближения электронных орбит. При этом переход электронов происходит между траекториями, соответствующими энергии, равной или близкой к энергии Ферми ε_F и одинаковым значениям проекции p_H квазиимпульса p на H, но принадлежащими разным зонам. Предсказан М. Х. Коэном (M. H. Cohen) и Л. М. Фаликовым (L. M. Falicov, 1961), экспериментально обнаружен М. Г. Пристли (M. G. Priestley, 1963) в Mg. П. м. наблюдается при низких темп-рах и сильных полях ($H \sim 10^4 - 10^5$ Э) в чистых монокристаллах ин. металлов.

П. м. приводит к изменению энергетич. спектра электрона в магн. поле, к перестройке электронных траекторий, в частности к появлению и (или) исчезновению открытых траекторий. Эта перестройка влияет на все свойства металлов, зависящие от магн. поля. Наиб. яркие проявления — осцилляции аномально большой амплитуды ряда термодинамич. и кинетич. характеристик металла при изменении магн. поля (см. ниже).

Природа пробоя магнитного. Движение электронов с энергией $\varepsilon \sim \varepsilon_F$ в поле $H \ll 10^8$ Э квазиклассично, т. к. в этих условиях длина волны де Бройля электрона $\lambda \sim \hbar/p_F$ значительно меньше размеров r_H классич. траектории электрона в поле H: $r_H \sim cp_F/eH$ (p_F — фермиевский квазиимпульс электрона). Межзонные переходы из-за малости отношения $\varkappa = \lambda/r_H = eH\hbar/cp_F^2$ (параметр квазиклассичности) могут происходить только в узких запрещённых областях импульсного пространства, где межзонный потенциальный барьер (ширина запрещённой зоны) столь мал, что орбиты разных зон подходят друг к другу на расстояние $(\sim \varkappa p_F)$, сравнимое с квантовой неопределённостью квазиимпульса $(\sqrt{e\hbar H/c})$ в плоскости, перпендикулярной H (рис. 1). Эти области наз. центрами П. м.

Вероятность П. м. определяется ф-лой

$$W = \exp(-H_0/H), \qquad (1)$$

где $H_0(\varepsilon_F, p_H, H/H)$ — поле пробоя, причём $H_0 \sim \varepsilon_F^2/\varepsilon_F\mu$, где $\mu = e\hbar/mc$ — магнетон Бора (m — *эффективная масса* электрона), ε_F — величина потенциального барьера. Наиб. часто ε_F имеет минимум на плоскостях брэгговского отражения. Это происходит во всех поливалентных металлах, у многих из них $H_0 = 10^4 - 10^5$ Э: Al, Be, Ga, Cd, Cr, Mg, Nb, Os, Re, Ru, Sn, Tl, Ta, Va, Zn и др. При $H_0 \leqslant 10^5$ Э П. м. обнаружен и у окислов нек-рых металлов. Малость ε_F может также следствием близости к *структурным фазовым переходам* с удвоением периода, встречающимся в органических квазиодномерных и квазидвумерных проводниках. Иногда малость ε_F обусловлена пересечением ферми-поверхности с линией конич. точек (точек вырождения зон), на к-рой $\varepsilon_F = 0$.

Динамика и спектр электронов. Для описания динамики электронов в условиях П. м. необходимо рассматривать всю сеть участков их квазиклассич. движения, связанных между собой центрами пробоя. Существуют 3 типа таких конфигураций П. м.: замкнутые конфигурации, типичные для произвольной ориентации H (рис. 2, верхний слева); одномерные периодич. конфигурации (рис. 2, верхний справа и нижний), возникающие, когда H перпендикулярно одному из векторов обратной решётки b (как правило, числа квазиклассич. участков, пересекающих границы элементарной ячейки в противоположных направлениях, равны); двумерные периодич. конфигурации (рис. 3), образующиеся в нек-рых металлах (Al, Be, Mg, Zn, Sn) при ориентации H вдоль оси симметрии высокого порядка.

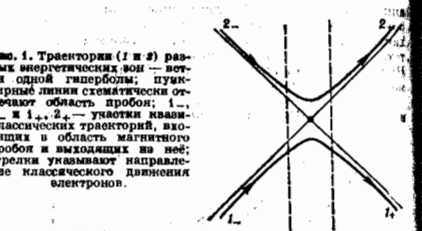


Рис. 1. Траектории (*1* и *2*) разных энергетических зон — ветви одной гиперболы; пунктирные линии схематически отмечают область пробоя; 1_-, 2_- и 1_+, 2_+ — участки квазиклассических траекторий, входящих в область магнитного пробоя и выходящих из неё; стрелки указывают направление классического движения электронов.

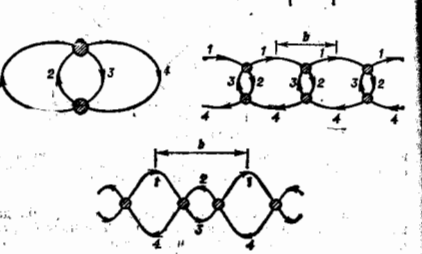


Рис. 2. Конфигурации магнитного пробоя: *1—4* — классические участки; заштрихованные кружки — области магнитного пробоя; стрелки указывают направления движений; верхний слева — замкнутая конфигурация, при $W = 0$ распадается на орбиты (*1*, *4*) и (*2*, *3*), при $W = 1$ — на орбиты (*1*, *3*) и (*2*, *4*); верхний справа — одномерная конфигурация с периодом b, при $W = 0$ распадается на замкнутые орбиты (*1*, *4*) и (*2*, *3*), при $W = 1$ — на открытые орбиты (*1*, *3*), (*1*, *3*)$_+$ и (*2*, *4*)$_-$...; нижний — одномерная конфигурация, при $W = 0$ распадается на 2 открытые орбиты (*1*, *1*, ...), (*4*, *4*, ...) и замкнутую (*2*, *3*), при $W = 1$ превращается в замкнутую орбиту (*1*, *2*, *3*, *4*).

Рис. 3. Двумерная периодическая конфигурация траектории с осью симметрии 6-го порядка (Be, Hg, Zn); при $W = 0$ распадается на замкнутые орбиты — отрегулянники и «шестиугольники»; при $W = 1$ превращается в замкнутую орбиту, составленную из всех участков одной ячейки.

Область П. м. на плоскости $p_H = \text{const}$ может считаться липкой размера точкой (узлом, центром). Электрон, двигаясь по классич. траектории данной зоны (напр., *1* на рис. 1), достигает центра П. м. и здесь испытывает квантовое двухканальное рассеяние, т. к. есть отличная от 0 вероятность W перехода электрона на классич. траекторию *2* др. зоны (в этом и состоит П. м.); одновременно существует вероятность $(1-W)$ того, что электрон останется на траектории 1-й зоны. Двухканальное рассеяние описывается унитарной S-матрицей:

$$S = \begin{pmatrix} \sqrt{1-W}\exp i\Lambda & -\sqrt{W} \\ \sqrt{W} & \sqrt{1-W}\exp(-i\Lambda) \end{pmatrix}.$$

Здесь элементы s_{12}, s_{21} — амплитуды вероятности переходов электронов из одной зоны в другую ($2 \to 1$, $1' \to 2$), их квадрат s_{12}^2, s_{21}^2 равен вероятности П. м.

$W(H)$. Элементы s_{11}, s_{22} — амплитуды вероятности переходов без изменения номера зоны; при этом величина $\Lambda(H)$ определяет скачок фазы волновой ф-ции электрона в точке П. м.

При $H \gg H_0$ П. м. происходит с вероятностью, близкой к 1. В этом случае электрон, как и в слабых полях ($H \ll H_0$, $W = 0$), движется квазиклассически. Однако его траектория другая — она составлена из кусков прежних траекторий.

Динамика электрона при П. м. имеет не квазиклассический, а существенно квантовый характер. Она определяется интерференцией квазиклассич. электронных волн, возникающих при многократном рассеянии электрона на центрах П. м. В этом причина изменения электронного энергетич. спектра по сравнению с отсутствием П. м.

Замкнутым конфигурациям соответствует электронный спектр типа Ландау — дискретный набор уровней (см. *Ландау уровни*). В случае одномерных периодич. конфигураций, представляющих собой как бы «волноводы» в импульсном пространстве, уровни расширяются в магн. зоны. Ширины зон и расстояния между ними при $W(1-W)$ порядка $\hbar\omega_c$, где ω_c — *циклотронная частота*. Электрон, находящийся на открытой одномерной периодич. траектории, совершает движение поперёк $\boldsymbol{H}$ со ср. скоростью порядка фермиевской скорости v_F.

Стационарные состояния электронов классифицируются теми же квантовыми числами, что и в отсутствие П. м., однако структура электронного спектра качественно отличается от классической: на разных участках уровни расположены не эквидистантно, а хаотически.

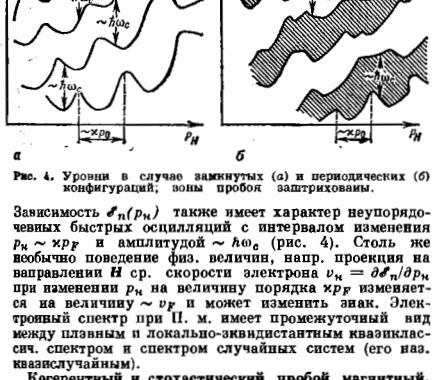


Рис. 4. Уровни в случае замкнутых (а) и периодических (б) конфигураций; зоны пробоя заштрихованы.

Зависимость $\mathscr{E}_n(p_H)$ также имеет характер неупорядоченных быстрых осцилляций с интервалом изменения $p_H \sim \hbar p_F$ и амплитудой $\sim \hbar\omega_c$ (рис. 4). Столь же необычно поведение физ. величин, напр. проекция на направлении $\boldsymbol{H}$ ср. скорости электрона $v_H = d\mathscr{E}_n/dp_H$ при изменении p_H на величину порядка $\hbar p_F$ изменяется на величину $\sim v_F$ и может изменить знак. Электронный спектр при П. м. имеет промежуточный вид между плавным и локально-эквидистантным квазиклассич. спектром и спектром случайных систем (его наз. квазислучайным).

Когерентный и стохастический пробой магнитный. П. м. полностью перестраивает кинетич. свойства металлов в магн. поле $H > H_0$, если время электронной релаксации импульса при $H = 0$ $\tau \gg \omega_c^{-1}$. Обычно при гелиевых темп-рах $T \lesssim 4{,}2$ К в отсутствие П.м. τ совпадает с временем релаксации импульса $\tau_{пр}$ при рассеянии электронов на примесях (см. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле). При каждом столкновении с примесью электрон изменяет свой импульс на величину порядка самого импульса: $\Delta p \sim p$. Наряду с рассеянием на примесях электрон может рассеиваться на дислокациях (или др. протяжённых дефектах решётки), а также на фононах. Это рассеяние наз. малоугловым, т. к. $\Delta p \ll p$. Хотя частота малоуглового рассеяния $\tau_{му}^{-1}$ может быть больше частоты примесного рассеяния, в отсутствие П. м. малоугловое рассеяние неэффективно и слабо влияет на кинетич. характеристики металла, к-рые определяются временем $\tau_{пр}$.

П. м. изменяет ситуацию: из-за специфики спектра роль масштаба играет не p_F, а $\hbar p_F$, и малые переданные импульсы при малоугловом рассеянии оказываются эффективными. Различают 3 случая:

$$\tau_{му}^{-1} \ll \tau_{пр}^{-1} \ll \omega_c; \qquad \text{(а)}$$

$$\tau_{пр}^{-1} \ll \tau_{му}^{-1} \ll \omega_c; \qquad \text{(б)}$$

$$\tau_{пр}^{-1} \text{ и } \omega_c \ll \tau_{му}^{-1}. \qquad \text{(в)}$$

В случаях (а) и (б) столкновит. уширение уровней много меньше расстояния между ними ($\hbar\omega_c$) и время жизни стационарных состояний ($\tau_{пр}$ или $\tau_{му}$) много больше ω_c^{-1}. В этом случае говорят о когерентном П. м. (см. ниже). В

Система неравенств (в) определяет стохастич. П. м. В этом случае малоугловое рассеяние разрушает электронный спектр, но движение электронов по квазиклассич. участкам конфигурации возмущается слабо. В результате электроны движутся как классич. частицы, совершающие при прохождении центров П. м. случайные перескоки между классич. участками траекторий с вероятностями W и $1-W$. Движение электронов в случае стохастич. П. м. описывается классич. ур-нием Больцмана с электронно-примесным интегралом столкновений, дополненным граничными условиями, описывающими раздвоение потока электронов на центрах П. м. Выражения для кинетич. коэф. при стохастич. П. м. не содержат характеристик малоуглового рассеяния, роль к-рого сводится лишь к разрушению когерентной квантовой интерференции. Для стохастич. П. м. типичны диссипативные эффекты, характеристики к-рых не зависят от $\tau_{пр}$ и $\tau_{му}$. Они не исчезают при темп-ре $T \to 0$ К. Время релаксации оказывается порядка ω_c^{-1}, если $W(1-W)$ близко к 1.

Свойства металла при когерентном магнитном пробое (КМП). Зависимость характеристик металла от $\boldsymbol{H}$ принято разделять на плавную (в отсутствие П. м. она определяется классич. движением электронов в магн. поле) и осцилляционную, обусловленную квантованием движения электронов в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$ (см. *Гальваномагнитные явления*, *Квантовые осцилляции* в магн. поле, *Шубникова — де Хааза эффект*).

При КМП не только квантовые осцилляции кинетич. и термодинамич. величин в магн. поле, но и плавная часть кинетич. коэффициентов определяются квантовой интерференцией путей П. м.— траекторий, к-рые может описать электрон на конфигурации П. м., произвольно (но непрерывно) перемещаясь по её квазиклассич. участкам. Эта интерференция аналогична интерференции световых лучей: каждому пути сопоставляется его квантовая амплитуда вероятности $A = B\exp\{i\zeta/\hbar\}$, где ζ — суммарное приращение квазиклассич. действия, «набирающееся» при движении электрона, B — произведение элементов s-матриц — амплитуд вероятности перехода между соседними участками пути; в макроскопич. характеристики металла входят суммы амплитуд A всевозможных путей, замкнутых и незамкнутых, имеющих общее начало и конец. При этом осциллирующая часть кинетич. коэф. определяется интерференцией путей с разными квазиклассич. фазами $\zeta/\hbar$, а плавная — интерференцией изофазных путей (с одинаковыми $\zeta/\hbar$). Семейства изофазных путей существуют независимо от

топологии, геометрии и симметрии конфигураций П. м.; они образованы путями, проходящими по одним и тем же участкам, но в разном порядке. Два простейших изофазных семейства изображены на рис. 2 (верхний слева: *1—4—2—3—1* и *1—3—2—4—1*). Число таких путей с увеличением их длины нарастает экспоненциально. Интерференцию изофазных путей можно трактовать как эфф. усреднение по быстрым «дрожаниям» квазислучайного спектра.

Квантово-интерференц. структура кинетич. коэф. при КМП приводит к аномально резкому изменению кинетич. коэф. при отклонении $\boldsymbol{H}$ от осей (плоскостей) симметрии металла на угол $\theta \lesssim \sqrt{\varkappa} \sim 1°$, а иногда на $\theta \sim \varkappa \sim (10^{-2})°$ (КМП-анизотропия; рис. 5). Анизотропия обусловлена тем, что даже слабое отличие геометрически эквивалентных (при $\theta = 0°$) участков, созданное малым поворотом $\boldsymbol{H}$, приводит к заметной разности квазиклассич. фаз, соответствующих этим участкам, и следовательно — к резкой перестройке всей картины интерференции путей. КМП-анизотропия возникает и при слабом нарушении периодичности конфигурации

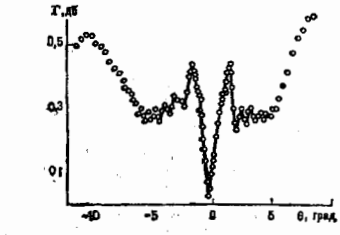


Рис. 5. Зависимость амплитуды осцилляций коэффициента поглощения звука (Γ) в Sn от направления магнитного поля.

П. м. в области малых углов θ между $\boldsymbol{H}$ и плоскостью, перпендикулярной $\boldsymbol{b}$ (рис. 2). При этом металл ведёт себя по отношению к поперечному движению электрона как одномерная несоизмеримая система, характеризующаяся абс. локализацией электронов с радиусом локализации $\sim (1+\sqrt{\varkappa}/\theta) r_H$ или $\sim (1+\varkappa/\theta) r_H$ (см. *Андерсоновская локализация*). Столь резкая перестройка поперечного (относительно $\boldsymbol{H}$) движения электронов (от инфинитности при $\theta = 0$ к финитному при $\theta \neq 0$) ярко проявляется в *магнитном сопротивлении* металла.

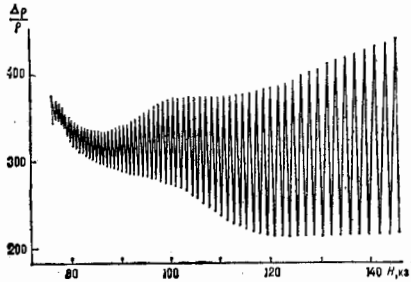
Др. особенность КМП — радикальное изменение структуры резонансного поглощения упругих и эл.-магн. волн: линии резонансного поглощения уширяются в полосы, «старые» резонансные пики исчезают, а вместо них появляются более слабые резонансные линии, положение к-рых зависит от вероятностей П. м.

Квазислучайный характер спектра при П. м. существенно усложняет картину термодинамич. осцилляций (типа де Хааза — ван Альфена эффекта). Они определяются (как и в отсутствие П. м.) осциллирующей частью плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми $\mathscr{E}_F$. Частоты термодинамич. осцилляции по обратному магн. полю $\nu(1/H)$ можно представить ф-лой

$$\nu(1/H) = \frac{c}{e\hbar} \sum_i \pm k_i D_i. \qquad (2)$$

Здесь $D_i(\mathscr{E}_F,\ p_H^i)$ — площади фигур, образованных петлями к.-л. замкнутого пути П. м., p_H^i соответствует экстремуму выражения (2) на поверхности Ферми, k_i — кратность прохождения петель; знаки + и — соответствуют электронному и дырочному направлению их обхода. Частоты квантовых осцилляций, соответствующие неразрешённым (квазиклассическим) орбитам,— характерный признак П. м. Именно такая «странная» частота, к-рая соответствовала площади орбиты — окружности (рис. 3), не помещающейся в элементарной ячейке, впервые обнаружена в осцилляциях магн. восприимчивости Mg.

Осцилляции кинетич. коэф. при П. м. (интерференц. природы) обусловлены не только осцилляцией плотности состояний. Наблюдаются также осцилляции на «квантовых интерферометрах», образованных 2 квазиклассич. участками, напр. *1*, *2* на рис. 2 (левый верхний); соответствующая «разностная» частота равна $cD_{12}/e\hbar$, где D_{12} — площадь лунки, ограниченной участками *1*, *2*. Очевидно, что при П. м. осцилляции кинетич. величин имеют более широкий спектр частот по сравнению с термодинамическими. В случае конфигураций, близких к двумерным (рис. 3), имеют место необычные осцилляции («зонные»): их частота не зависит от геометрии поверхности Ферми, а равна произведению отношения $c/e\hbar$ на площадь сечения зоны Бриллюэна плоскостью, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$.



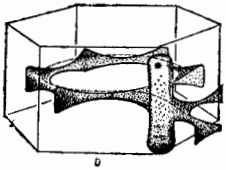


Рис. 6. *а* — Гигантские осцилляции сопротивления Be; *б* — часть поверхности Ферми Be; магнитный пробой происходит через чечевицу, отмеченную звёздочкой.

Яркое проявление интерференц. природы П. м.— т. н. гигантские осцилляции кинетич. коэф. Они возникают в случае конфигураций, к-рые состоят из квазиклассич. орбит размерами $\sim p_F$, связанных между собой аномально малыми орбитами. Последние являются квантовыми «затворами», прозрачность к-рых благодаря интерференции квазиклассич. волн, отражённых от центров П. м. на малой орбите, периодична с частотой, равной $cD_M/e\hbar$, где D_M — площадь малой орбиты. Осцилляции прозрачности, управляя движением электронов, приводят к гигантским осцилляциям, наиб. изученным для гальваномагн. характеристик металлов (рис. 6, 7), *термоэдс* и резонансного поглощения звука (рис. 5). Гигантские осцилляции кинетич. коэф. оказываются особо чувствительными к явлению анизотропии П. м.

Интерференц. картина КМП может деформироваться весьма слабыми внеш. полями, способными за время релаксации изменить импульс электрона на малую величину $\sim \varkappa p_F$. Это создаёт широкий набор нелинейных эффектов, возникающих при КМП в слабых внеш. полях, на неск. порядков меньших, чем в отсутствие П. м.

В частности возможно заметное отклонение проводимости металлов от закона Ома, а в ряде случаев даже образование падающего участка на вольт-амперной характеристике при напряжённости электрич. поля $E \propto \propto e^{-1}\tau^{-1}\propto p_0$.

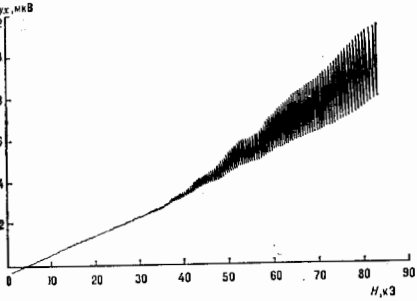


Рис. 7. Гигантские осцилляции поля Холла в Be.

Лит.: Cohen M. H., Falicov L. M., Magnetic breakdown in crystals, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 231; Priestley M. G., An experimental study of the Fermi surface of magnesium, «Proc. Roy. Soc.», 1963, v. A276, p. 258; Slutskin A. A., Gorelik L. Yu., Quantum localization in one-dimensional quasi-random systems and magnetic breakdown, «Solid State Communs», 1983, v. 46, p. 601; Sandesara N. B., Stack R. W., Macroscopic quantum coherence and localization for normal-state electrons in Mg, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 53, p. 1681; Карпов М. И., Слуцкин А. А., Магнитный пробой (введение и основные представления), в сб.: Электроны проводимости, М., 1985; Алексеевский Н. Е., Экспериментальные исследования когерентного магнитного пробоя, там же. *А. А. Слуцкин.*

ПРОБОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — обобщённое название различных по физ. природе процессов, связанных с изменением проводящих свойств среды под действием электрич. поля. В результате П. э. резко возрастает ток в среде исходно неэлектропроводной (или очень слабо проводящей), в нек-рых случаях может измениться агрегатное состояние вещества.

Различают неск. видов П. э. в зависимости от среды, в к-рой он происходит: пробой вакуума, газа, диэлектрика. Пробой электровакуумного промежутка (*вакуумный пробой*) связан с появлением токового канала, к-рый на нач. этапе может инициироваться ускоренными в электрич. поле заряж. частицами, всегда в небольшом кол-ве имеющимися в промежутке. В результате бомбардировки электродов и *вторичной электронной эмиссии* ток увеличивается; вследствие теплового разогрева электродов и их эрозии зажигается вакуумная дуга, к-рая горит в материале паров своих электродов. В сильных полях ($\sim 10^7$ В/см) инициирующий механизм пробоя, как правило, связан с появлением большого автоэмиссионного тока, а в предельном случае — *взрывной электронной эмиссии*.

П. э. газового промежутка следует рассматривать как вач. стадию *электрического разряда в газе*. В зависимости от типа разряда могут быть существ. отличия в формировании токового канала и механизма токопрохождения. Наиб. исследован пробой в *тлеющем разряде*. Существенно различаются механизмы формирования пробоя в *дуговых разрядах* низкого и высокого давлений, к-рые определяются не только формой электродов и частотой электрич. поля, но также и характером нач. эмиссии (термоэмиссия или холодные электроды с формированием пятен).

Свои специфич. особенности (образование стримеров, молнии, коронирование) имеет пробой при *искровом разряде* (см. также *Пробой газа*).

П. э. жидких и твёрдых диэлектриков происходит при достижении определ. напряжённости приложенного электрич. поля $E_{пр}$, называемой электрич. прочностью. В случае пробоя диэлектрич. кристалла образуется высокопроводящий токовый канал (шнур). *Шнурование тока* обычно возникает, когда дифференц. электрич. сопротивление становится отрицательным (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*, *Диэлектрики*).

Лит., см. при ст. *Вакуумный пробой*, *Пробой газа*, *Диэлектрики*. *Ф. Г. Бакшт, В. Г. Юрьев.*

ПРОВОДИМОСТИ ЗОНА — разрешённая энергетич. зона в электронном спектре твёрдого тела, не заполненная (в *диэлектриках*) или частично заполненная (в *металлах*) электронами при темп-ре $T = 0$ К. В *полупроводниках* электроны появляются в П. з. при $T > 0$ К (тепловое возбуждение) или под действием света (оптич. возбуждение), сильных полей и т. п. Так как П. з. заполнена электронами лишь частично, последние могут под действием внеш. поля переходить на более высокие уровни энергии в пределах этой зоны. Электроны в П. з. (электроны проводимости), наряду с дырками в валентной зоне, определяют кинетич. свойства твёрдых тел — электропроводность и теплопроводность, гальвано- и термомагн. явления и т. п. (см. *Зонная теория*). *Э. М. Эпштейн.*

ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЫ — способность плазмы пропускать электрич. ток под действием электрич. поля и сторонних сил (индукц. электрич. поля, градиента давления и др.); физ. величина σ, количественно характеризующая это явление. Электрич. ток в плазме представляет собой упорядоченное движение электронной и ионной компонент и определяется величиной зарядов, плотностью частиц, их массой и скоростью движения, а также частотами их столкновений:

$$j = \sum_{\alpha} e_\alpha n_\alpha v_\alpha - e n_e v_e. \qquad (1)$$

Здесь j — плотность тока, e_α, n_α, v_α — заряд, плотность и ср. скорость ионов сорта α; n_e, v_e — плотность и ср. скорость электронов.

В классич. конденсиров. средах (металлах, электролитах) плотность тока j с большой степенью точности линейно зависит от напряжённости электрич. поля и наводимой эдс (*Ома закон*):

$$j/\sigma = E + c^{-1}[vH] \equiv E^*, \qquad (2)$$

где v — скорость среды, σ — уд. проводимость среды, зависящая от темп-ры.

Простота закона (2) объясняется малой длиной свободного пробега носителей тока. Благодаря этому их движение близко к хаотическому тепловому движению частиц, на к-рое накладывается слабый дрейф вдоль силовых линий электрич. поля $E^* \neq 0$.

В плазме пробеги частиц могут быть самыми разнообразными. При давлении порядка атмосферного в *низкотемпературной плазме* длина свободного пробега невелика ($\sim 10^{-4}$ см), хотя она и больше пробега в конденсиров. средах. В высокотемпературной плазме длины свободных пробегов частиц очень велики. Так, напр., в *токамаках* длина свободного пробега $\sim 10^7$ см при $n_e \sim 10^{14}$ см$^{-3}$ и $T_e \sim 10$ кэВ. В этих условиях траектории заряж. частиц определяются преим. не столкновениями, а полями, существующими в плазме, и имеют очень сложный вид, а связь j с E^* теряет локальный характер (см. *Переноса процессы*). Такое отличие длины свободного пробега, а следовательно и свойств проводимости высокотемпературной плазмы от низкотемпературной, объясняется тем, что сечение «кулоновского» столкновения заряж. частиц быстро падает (а длина свободного пробега растёт) с ростом относит. энергии $\mathscr{E}$ сталкивающихся частиц:

$$\sigma_{ст}^{кул} = a_0/\mathscr{E}^2. \qquad (3)$$

Если измерять $\mathscr{E}$ в эВ, то $\sigma_0 \sim 10^{-13}$ см². Следовательно, при $\mathscr{E} \lesssim 1$ эВ значение $\sigma_{ст}^{кул}$ существенно больше газокинетического ($\sigma_{ст}^{кин} \sim 10^{-16}$), но уже при $\mathscr{E} \geqslant 30$ эВ оно равно $\sigma_{ст}^{кин}$.

Др. важное отличие плазменных «проводников» от конденсированных заключается в том, что большинство плазменных образований существуют при условии, что через них протекает ток. Таковы классич. *электрические разряды в газах*, плазма в *плазменных ускорителях*, токамаках и др. При изменении тока плазменная структура (конфигурация) плавно или скачкообразно изменяется, в ней могут в широком диапазоне частот развиваться колебания (от акустических до ленгмюровских), на электродах возникать «привязки» и т. п. Около электродов, помещённых в плазму, обычно возникают приэлектродные слои, падение потенциала на к-рых может существенно превосходить падение потенциала в осн. части плазменного объёма (напр., в тлеющем разряде). По этой причине для большинства плазменных систем особое значение имеют не дифференциальные, типа (1), а интегральные характеристики П. п. Для стационарных систем это, в первую очередь, *вольт-амперные характеристики*:

$$U_p = U_p(I_p), \tag{4}$$

к-рые связывают приложенное напряжение U_p с протекающим через плазменную конфигурацию током I_p. В нестационарных условиях их эквивалентами являются «осциллограммы» тока и напряжения:

$$I_p = I_p(t),\ U_p = U_p(t). \tag{5}$$

Исключая из этих выражений t, получим для существенно нестационарных разрядов неоднозначные зависимости $U_p(I_p)$.

Если длина свободного пробега частиц достаточно мала, то динамику их поведения в плазме можно описать в гидродинамич. приближении (см. *Двухжидкостная гидродинамика плазмы*).

В этом случае для частиц каждого сорта записывается ур-ние движения, учитывающее и давление, и трение компонент друг о друга. Система этих ур-ний предельно упрощена, но тем не менее даёт правильное качественное, а во мн. случаях и количественное описание процессов.

Если время свободного пробега электронов $\tau_{e_a} \to 0$, то усреднённая скорость электронной компоненты оказывается соизмеримой со скоростями тяжёлых компонент, и поэтому, учитывая малую массу электронов, во мн. случаях течение электронной компоненты можно считать безынерционным, а саму её — находящейся в квазистатич. состоянии. В результате ур-ние движения для электронов принимает вид обобщённого закона Ома:

$$j/\sigma = E + c^{-1}[v_e H] + \nabla p_e/en. \tag{6}$$

Переход от (6) к (2) сводится к замене $v_e \to v = v_i$ и пренебрежению $\nabla p_e/en \sim kT_e/L$, где L — характерный масштаб неоднородности плазменного образования. Такой переход означает игнорирование *Холла эффекта* и термоэлектрич. явлений, и это допустимо для конденсиров. сред, где эти эффекты выражены сравнительно слабо. Однако в плазме они могут стать определяющими. Так, напр., в термоядерных системах $T_e \sim 10$ кэВ, следовательно, термич. разность потенциалов может достигать десятков кВ. В то же время омический член $|j/\sigma|$ может быть очень малым. Так, напр., в токамаке при ср. плотности тока в шнуре $j \sim 50$ А/см² и $T_e \sim 10$ кэВ П. п. $\sigma \sim 10^7$ (Ом·с)$^{-1}$. Отсюда $j/\sigma \sim 5 \cdot 10^{-6}$ В/см. В этих условиях большую роль в плазме начинает играть эффект Холла, т. е. в (6) входит не v, как в (2), а $v_e = v - j/en$. Тогда получим

$$j/\sigma = E^* - (enc)^{-1}[jH], \tag{7}$$

где

$$E^* = E + c^{-1}[vH] + \nabla p_e/en. \tag{8}$$

Второй член в правой части (7) обычно наз. холловским. В этом случае различают П. п. по полю и поперёк магн. поля (см. *Ома обобщённый закон*). Классич. проводимость $\sigma_\parallel$ поперёк магн. поля с ростом H убывает $\sim H^{-2}$, а «холловская» проводимость, обязанная дрейфу электронов в скрещенных $E-H$-полях, убывает медленнее: $\sigma_{холл} \sim H^{-1}$. Проводимость вдоль магн. поля от H не зависит. При расчёте тока в плазме по ф-лам (7) и (8) надо знать скорость ионных компонент v_a. В этом случае токи в плазме определяются не просто проводимостью и разностью потенциалов, приложенной к плазменному промежутку, а являются результатом коллективного взаимодействия всей самоорганизующейся плазменной конфигурации. Если конфигурация осесимметрична, а магн. поле имеет только одну азимутальную компоненту H_θ, то такая конфигурация имеет вид неограниченного цилиндра. Это означает, что если имеется гофриров. проводник, то при $\sigma H \gg enc$ линии электрич. тока перестают заходить в выступы (рис. 1).

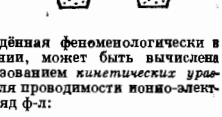


Рис. 1. Линии тока в гофрированном проводнике: *1* — токовая поверхность, внутри которой $I \approx 0{,}9\ I_{макс}$ при $\sigma H/enc = 5$; *2* — то же при $\sigma H/enc = 25$.

Величина П. п. σ, введённая феноменологически в гидродинамич. рассмотрении, может быть вычислена более строго [1], с использованием *кинетических уравнений* для плазмы, тогда для проводимости ионно-электронной плазмы получим ряд ф-л:

$$\sigma_\parallel \simeq 1{,}96\sigma_\perp; \tag{9а}$$

$$\sigma_\perp\,[\text{абс. ед.}] = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m} \approx \frac{0{,}9 \cdot 10^{13}}{(\Lambda/10)Z} T_e^{3/2}[\text{эВ}]; \tag{9б}$$

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e}\,T^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\,\Lambda e^4 Z n}. \tag{9в}$$

Здесь Z — заряд иона, Λ — *кулоновский логарифм*.

В случае полностью ионизованной плазмы проводимость зависит только от темп-ры, возрастая пропорционально $T_e^{3/2}$, и не зависит от концентрации плазмы. Это объясняется тем, что время свободного пробега

$$\tau_e \propto \left(\sigma_{ст}^{кул} n_i v_e\right)^{-1} \propto T_e^{3/2}/n_e,$$

поскольку $\sigma_{ст}^{кул} \propto T_e^{-2}$, а $n_i \approx n_e$.

Иначе ведёт себя коэф. электропроводности в случае слабоионизов. плазмы, у к-рой частота столкновений электронов с нейтралами больше, чем с ионами. Его можно определить, зная n_e и τ_e, по ф-ле

$$\sigma^{-1} = (m_e/n_e e^2) \sum \tau_{ea}^{-1}.$$

Если плазма достаточно плотная и близка к равновесной, то оценку концентрации электронов можно получить с помощью *Саха формулы*.

Однако это лишь оценочные расчёты, они могут заметно расходиться с экспериментами из-за загрязнения плазмы. Наличие примесей может существенно увеличивать концентрацию электронов. Учитывая, что при малых энергиях частиц $\mathscr{E}$ кулоновское сечение (3) существенно больше (в $\sim 10^3 - 10^4$ раз) газокинетического, газ со степенью ионизации $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ мо-

жет уже рассматриваться как сильноионизованный, а его проводимость определяется по ф-ле (9а).

При достаточно редких столкновениях анализ П. п. требует учёта инерции электронов и кинетич. эффектов, таких, как убегание электронов Будкера — Дрейсера (см. *Убегающие электроны*), *пристеночная проводимость*, *аномальное сопротивление*, а также проводимость за счёт неоклассич. переноса (см. *Переноса процессы*).

Благодаря различию скоростей ионной и электронной компонент, приводящему к эффекту Холла, траектории ионов и электронов в плазменных объёмах могут иметь совершенно разный вид (рис. 2). Так, напр., в осесимметричных плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом ионы идут вдоль канала в направлении приложенной разности потенциалов, тогда как электроны преим. движутся (дрейфуют) по замкнутым траекториям вдоль азимута, в направлении, перпендикулярном E и H.

Рис. 2. Схематическое изображение траектории ионов и электронов в плазменном объёме при «сильном» эффекте Холла; сплошные линии — ионы, штриховые — электроны.

Существ. различие ионных и электронных траекторий приводит к тому, что сопряжение плазменных систем с электродами представляет собой весьма непростую проблему и часто требует сложных многоэлектродных систем, примером к-рых могут служить секционир. электроды МГД-генераторов. Чтобы уменьшить возникающие здесь трудности, часто стремятся траектории той или иной группы частиц (обычно электронов) сделать замкнутыми.

Лит.: 1) Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963, с. 183; 2) Райзер Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980.

А. И. Морозов,

ПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ — см. *Электропроводность*.

ПРОГРА́ММА (от греч. prógramma — объявление, распоряжение) — заданный набор действий и (или) правил, подлежащих выполнению (проверке) нек-рым исполнителем, обычно автоматич. устройством, чаще всего ЭВМ; предписание, алгоритм. П. выглядит как конечная совокупность команд (инструкций), каждая из к-рых предписывает исполнителю выполнить нек-рую элементарную операцию над данными, хранящимися в памяти исполнителя (см. *Памяти устройства*). Последовательность исполнения П. определяется тем, что любая текущая команда, кроме завершающей, указывает однозначно на команду П., к-рая должна выполняться после текущей. Команды ветвления (усл. переходы) осуществляют выбор одного из нескольких (указанных в команде) продолжений на основании проверки условий, определяющих свойства данных, упоминаемых в команде. Кроме того, возможно многократное выполнение отд. команд. Поэтому последовательность выполняемых команд и длина этой последовательности при исполнении П. могут варьироваться, однозначно определяясь входными данными. Для П., состоящей из набора действий, её алгоритм заранее определён, в отличие от П., состоящей из набора правил, когда ей алгоритм определяется самим исполнителем в процессе выполнения П. Т. о., П. является конечным объектом, к-рый побуждает исполнителя закономерно реагировать на потенциально бесконечное разнообразие входных данных.

Лит.: Математический энциклопедический словарь, М., 1988, с. 494; Язык компьютера, пер. с англ. М., 1989.

ПРОГРАММИ́РОВАНИЕ — 1) процесс составления *программы*, плана действий. 2) Раздел информатики, изучающий методы и приёмы составления программ. С долей условности П. как дисциплина разделяется на: теоретическое, изучающее матем. абстракции программ (как объектов с определ. логич. и информац. структурой) и способы их построения; системное, имеющее дело с разработкой *программного обеспечения* ЭВМ, т. е. программных комплексов массового и длительного использования; прикладное, обслуживающее конкретные применения ЭВМ во всём их разнообразии.

Составление программы является творческой задачей, т. к. поиски способа достижения даже чётко сформулированной цели в общем случае требуют выработки или привлечения дополнит. знания. В нек-рых частных случаях возможно нахождение более систематической и формальной процедуры П. Так, если задание на П. уже сформулировано в виде алгоритма (точное описание последовательности действий, направленных на решение поставленной задачи), то П. сводится к переводу (трансляции) с языка записи алгоритма (см. *Языки программирования*) к языку, непосредственно воспринимаемому исполнителем (напр., ЭВМ). В нек-рых матем. моделях задача перевода решается исчерпывающе. П. включает поиски систематич. процедур перевода записей алгоритма в программы или создание программ по условиям задачи и дополнит. информации.

Методика П. уделяет особое внимание исходным спецификациям (полной и точной формулировке задачи, к-рую должна решать ЭВМ), поскольку умелое использование заложенной в спецификации информации позволяет придать П. более достоверный характер. Важным аспектом П. является забота о чёткой структуре программы, обеспечивающей проверку её правильности, а главное — выделение и изоляцию тех фрагментов программы, дальнейшая детализация к-рых требует привлечения дополнит. знаний. Ещё одним средством проверки правильности уже составленной программы является её отладка, т. е. систематич. испытание программы на ЭВМ и сравнение производимого эффекта с ожидаемым. Хотя на практике отладка является преимуществ. способом проверки программ, теоретически она не может быть исчерпывающей, т. к. установление правильности программы путём конечной системы испытаний может быть достигнуто только для узкого класса задач.

Различают следующие методы П. Синтезирующее П.— полное построение программы по заданной спецификации задачи или по общему алгоритму её решения. Структурное П. является комбинацией модульного, восходящего и нисходящего П. Модульное П. опирается на библиотеку модулей (программ с заданными описаниями входных и выходных данных) и состоит в выборе подходящих модулей и в их быстрой (иногда автоматизированной) сборке в результирующую программу. Нисходящее П. решает поставленную задачу путём её последоват. детализации с помощью отд. модулей, восходящее — в обратном порядке путём укрупнения модулей (от более детализированных к менее). Конкретизирующее П. предполагает существование универсальной программы, решающей любую задачу данного класса, и состоит в адаптации универсальной программы к особенностям решаемой задачи. В результате получается либо более простая программа, либо используется меньшее кол-во ресурсов, чем в общем случае. На практике применяются комбинации всех видов П.

Лит.: Бауэр Ф. Л., Гроз Г., Информатика, пер. с нем., 2 изд., ч. 1—2, М., 1990; Любимский Э. З., Мартынюк В. В., Трифонов Н. П., Программирование, М., 1980; Мейер Б., Бодуэн К., Методы программирования, пер. с франц., т. 1—2, М., 1982; Математический энциклопедический словарь, М., 1988, с. 493—96, 836.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕ́ЧЕНИЕ — организованная совокупность *программ* постоянного употребления, ориентирующая ЭВМ на тот или иной класс

применений. Различают системное П. о., характеризующее данный тип ЭВМ и лежащее в основе любого её применения, и прикладное П. о., ориентирующее ЭВМ на заданный класс задач.

Ядром системного П. о. является операционная система — комплекс программ, связывающих устройства ЭВМ в единое целое и обеспечивающих фундам. процессы, лежащие в основе исполнения любой программы: управление памятью, задачами, связь с внеш. памятью и устройствами ввода-вывода, организация совм. исполнения неск. программ, самоконтроль ЭВМ. Следующий слой системного П. о. образуют системы программирования, к-рые осуществляют трансляцию программ с того или иного *языка программирования*, а также предоставляют средства разработки программ. К системам программирования примыкают системы управления базами данных, разнообразные средства обработки текстовой информации системы телекоммуникации и машинной графики.

Прикладное П. о. разрабатывается обычно в виде пакета прикладных программ (ППП), т. е. программ, образующих целостное единство. Осн. назначение ППП — дать возможность пользователю ЭВМ сформулировать задачу, найти и использовать её решение в понятиях и терминах, близких его осн. деятельности и не требующих детального программирования средствами универсального языка. П. о. характеризуется назначением, языками программирования, с помощью к-рых оно реализовано, объёмом исходного текста программ в командах и требуемыми для функционирования П. о. ресурсами ЭВМ.

Лит.: Флорес А., Программное обеспечение, пер. с англ., М., 1971; Королев Л. Н., Структуры ЭВМ и их математическое обеспечение, 2 изд., М., 1978.

ПРОДО́ЛЬНАЯ ВО́ЛНА — *волна*, у к-рой характеризующая её векторная величина (напр., для гармонич. волн векторная амплитуда) коллинеарна направлению распространения (для гармонич. волн — волновому вектору). К П. в. обычно относят звуковые волны в газах, жидкостях и изотропных твёрдых телах, *ленгмюровские волны* в плазме и др. волны, где колебания частиц могут происходить строго вдоль волнового вектора. Понятие П. в., как и *поперечной волны*, условно и связано со способом её описания. Напр., плоская эл.-магн. волна в изотропном диэлектрике или магнетике, обычно рассматриваемая как поперечная, может описываться продольным *Герца вектором*. Строго говоря, к П. в. относятся лишь симметричные, однородные волны (плоские, цилиндрические, сферические). Но, напр., суперпозиция двух плоских продольных (напр., звуковых) волн, распространяющихся под углом друг к другу, порождает неоднородную плоскую волну, в к-рой частицы движутся по эллипсам, различным в разных точках пространства.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ПРОДО́ЛЬНОЙ УПРУГО́СТИ МО́ДУЛЬ — см. *Модули упругости*.

ПРОДО́ЛЬНЫЙ ИЗГИ́Б — деформация *изгиба* прямого стержня при действии продольных (направленных по оси) сжимающих сил. При квазистатич. возрастании нагрузки прямолинейная форма стержня остаётся устойчивой до достижения нек-рого критич. значения нагрузки, после чего устойчивой становится искривлённая форма, причём при дальнейшем возрастании нагрузки прогибы быстро увеличиваются.

Для призматич. стержня из линейно-упругого материала, сжатого силой P, критич. значение даётся ф-лой Эйлера $P_{кр} = \pi^2 EI/(\mu l)^2$, где E — модуль упругости материала, I — момент инерции поперечного сечения относительно оси, соответствующей изгибу, l — длина стержня, μ — коэф., зависящий от способа закрепления. Для стержня, опирающегося своими концами на опору, $\mu = 1$. При малых $P = P_{кр} > 0$ изогнутая ось близка по форме к $\sin(\pi x/l)$, где x — координата, отсчитываемая от одного из концов стержня. Для стержня, жёстко закреплённого на обоих концах, $\mu = 1/4$; для стержня, к-рый одним концом закреплён, а другой (загруженный) его конец свободен, $\mu = 2$. Критич. сила для упругого стержня отвечает точке *бифуркации* на диаграмме сжимающая сила — характерный прогиб. П. и.— частный случай более широкого понятия — потери *устойчивости упругих систем*.

В случае неупругого материала критич. сила зависит от соотношения $\sigma(\varepsilon)$ между напряжением σ и относит. деформацией ε при одноосном сжатии. Простейшие модели упругопластич. П. и. приводят к ф-лам типа Эйлера с заменой модуля упругости E либо на касательный модуль $E_t = d\sigma/d\varepsilon$, либо на приведённый модуль E_r. Для стержня прямоуг. сечения $E_r = 4EE_t(\sqrt{E} + \sqrt{E_t})^{-2}$.

В реальных задачах оси стержней имеют нач. искривления, а нагрузки приложены с эксцентриситетом. Деформация изгиба в сочетании со сжатием происходит с самого начала нагружения. Это явление наз. продольно-поперечным изгибом. Результаты теории П. и. используют для приближённой оценки деформации и несущей способности стержней с малыми нач. возмущениями.

При динамич. нагрузках формы П. и. и продольно-поперечного изгиба могут существенно отличаться от форм потери устойчивости при квазистатич. нагружении. Так, при очень быстром нагружении стержня, опирающегося своими концами, реализуются формы П. и., имеющие две и более полуволны изгиба. При продольной силе, к-рая периодически изменяется во времени, возникает *параметрический резонанс* поперечных колебаний, если частота нагрузки $\Theta = 2\omega_j/n$, где ω_j — собств. частоты поперечных колебаний стержня, n — натуральное число. В нек-рых случаях параметрич. резонанс возбуждается также при $\Theta = (\omega_j + \omega_k)/n$, $j \neq k$.

Лит.: Лаврентьев М. А., Ишлинский А. Ю., Динамические формы потери устойчивости упругих систем, «ДАН СССР», 1949, т. 64, № 6, с. 779; Болотин В. В., Динамическая устойчивость упругих систем, М., 1956; Вольмир А. С., Устойчивость деформируемых систем, 2 изд., М., 1967.

В. В. Болотин.

ПРОЕКЦИО́ННЫЙ АППАРА́Т — оптич. устройство, формирующее *изображения оптические* объектов на рассеивающей поверхности, служащей экраном. По способу освещения объекта различают диаскопич., эпископич. и эпидиаскопич. П.а.

В диаскопическом П. а. (рис. 1) изображение на экране создаётся световыми лучами, проходящими сквозь прозрачный объект (диапозитив, киноплёнку). Это самая многочисленная и разнообразная группа П. а., предназначенная для фотопечати, просмотра диапозитивов, чтения микрофильмов и т. д. Разновидностью диаскопич. П. а. является кинопроекц. аппарат.

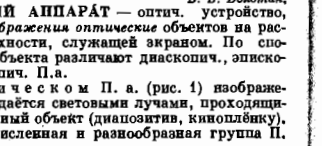


Рис. 1. Оптическая схема диаскопического аппарата: *1* — источник света; *2* — осветительная система (конденсор); *3* — диапозитив; *4* — объектив; *5* — экран.

Эпископический П. а. (рис. 2) проецирует на экран изображение непрозрачного объекта с помощью лучей, рассеиваемых этим объектом. К ним относятся эпископы, приборы для копирования топографич. карт, проецирования рисунков и т. д.

Рис. 2. Оптическая схема эпископического аппарата: *1* — источник света; *2* — отражатель; *3* — проецируемый объект; *4* — объектив; *5* — зеркало; *6* — экран.

Эпидиаскопический П. а. представляет собой комбинацию диаскопич. и эпископич. приборов (см. *Эпидиаскоп*), допускающую проецирование как прозрачных, так и непрозрачных объектов.

П. а. состоит из механич. и оптич. деталей. Механич. часть П. а. обеспечивает определ. положение объектов относительно оптич. части, смену объектов и требуемую длительность их проецирования. Оптич. часть, осуществляющая процесс проецирования, состоит из осветит. системы (включающей источник света и конденсор) и проекц. *объектива*.

Лит.: Волосов Д. С., Цивкин М. В., Теория и расчет светооптических систем проекционных приборов, М., 1960; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ПРОЕКЦИО́ННЫЙ ОПЕРА́ТОР (действующий на *векторном пространстве* L) — оператор P, определённый на всём L, такой, что $P^2 = P$. Если L — гильбертово пространство [пространство $L^2(\Omega, d\mu)$ ф-ций на множестве Ω, интегрируемых с квадратом по мере $d\mu$], тогда L представимо в виде прямой суммы двух ортогональных друг другу подпространств: $L = L_P \oplus L_P^{\perp}$, причём P действует тождественно на всех векторах $x \in L_P$ и обращает в нуль все векторы $y \in L_P^{\perp}$. Т. о., оператор P проецирует любой вектор $f \in L$ ($f = x + y$, где $x \in L_P$, $y \in L_P^{\perp}$) на подпространство L_P: $Pf = x \in L_P$.

Примеры П. о. в физике — операторы, проецирующие на собств. подпространства, отвечающие к.-л. собств. значениям самосопряжённого оператора A спектральные П. о. (см. *Собственные функции*). Метод П. о. широко применяется в матем. аппарате физики.

На множестве всех П. о. можно определить групповые операции сложения и умножения. Обозначим через P_Ω П. о. на подпространство $\Omega \subset L$. Тогда выполнены свойства: $P_{\Omega_1} P_{\Omega_2} = P_{\Omega_2} P_{\Omega_1} = P_{\Omega_1 \cap \Omega_2}$, т. е. различные П. о. коммутируют между собой, и их произведение — опять П. о.; если $\Omega_1 \cap \Omega_2 = \{0\}$, то $P_{\Omega_1} + P_{\Omega_2} = P_{\Omega_1 \cup \Omega_2}$, т. е. в этом случае сумма П. о. снова даёт П. о.: $P_\Omega + P_{L/\Omega} = I$, т. е. $P_{L/\Omega}$ будет обратным элементом по сложению. *Л. О. Чехов.*

ПРОЗРА́ЧНОСТЬ среды — величина, показывающая, какая доля падающего на поверхность *потока излучения* (или для видимого света — *светового потока*) проходит без изменения направления через слой единичной толщины. (Влияние поверхностей раздела, через к-рые проходит излучение, исключается.) Высокой П. обладают среды с направленным *пропусканием* излучения. В диапазоне видимого света сквозь тела из таких сред при подходящих геом. формах предметы видны отчётливо. П. зависит от длины волны излучения; применительно к монохроматич. свету говорят о монохроматич. прозрачности. П. отличают от пропускания вообще, т. к. среда может быть непрозрачная, но в то же время пропускать рассеянный свет (напр., П. тонких листов бумаги равна нулю, через них проходит только рассеянный свет). Соответственно П. связана только с коэф. направленного (но не диффузного) пропускания (см. *Пропускания коэффициент*). В слое толщиной 1 см П. оптич. кварца ок. 0,999, оптич. стекла 0,99—0,995.

ПРОЗРА́ЧНОСТЬ ЗЕМНО́Й АТМОСФЕ́РЫ — способность атмосферы пропускать направленное излучение. Различают понятия «прозрачность среды» и «пропускание излучения средой». Среда может быть непрозрачной (облака, молочное стекло и др.) и в то же время может пропускать рассеянный свет. Но применительно к атмосфере под пропусканием обычно понимают долю пропускания атмосферой только направленного излучения, поэтому характеристики пропускания и П. з. а. близки между собой.

Понятие П. з. а. связывалось обычно с возможностью чёткого видения удалённых предметов и огней, т. е. с условиями пропускания атмосферой видимого излучения. В настоящее время это понятие используется для характеристики излучения в широком диапазоне длин волн — от рентг. и гамма-излучения вплоть до микроволнового.

Различают спектральную и интегральную П. з. а. Под спектральной П. з. а. понимают способность атмосферы пропускать направленное квазимонохроматич. излучение, т.е. излучение в сравнительно узких участках спектра. Под интегральной П. з. а. понимается способность атмосферы пропускать направленное излучение в широких участках спектра. Для количественного выражения П. з. а. используются разные характеристики. Наиб. употребительными из них являются: коэф. пропускания, коэф. прозрачности, фактор мутности и метеорологич. дальность видимости.

В общем случае прозрачность среды характеризуется коэф. пропускания t — отношением потока, прошедшего через среду, к потоку, упавшему на неё. Величину, обратную t, наз. коэф. ослабления. Отношение потока излучения Ф, прошедшего атмосферу в вертикальном направлении, к внеатмосферному значению потока Φ_0 наз. коэф. П. з. а. $p = \Phi/\Phi_0$. Эта характеристика непосредственно из измерений не определяется, т. к. источник излучения (обычно используют Солнце) бывает в зените лишь в редких случаях. Зависимость потока прошедшей через атмосферу квазимонохроматич. радиации Ф от воздушной (оптич.) массы m в направлении на Солнце (т. е. от отношения оптич. путей наклонного и вертикального лучей) имеет вид

$$\Phi = \Phi_0 p^m. \qquad (1)$$

Коэф. пропускания среды t может быть представлен в виде

$$t = \exp\left\{-\int_{l_1}^{l_2} \sigma(l)\,dl\right\},$$

где интеграл берётся вдоль пути распространения излучения, $l_2 - l_1$ — длина пути. В случае однородной среды $t = \exp[-\sigma(l_2 - l_1)]$. Величина σ наз. объёмным показателем ослабления. Он складывается из объёмного показателя рассеяния $\sigma_р$ и объёмного показателя поглощения $\sigma_п$. При прохождении излучения через атмосферу в вертикальном направлении

$$t = p = \exp\left\{-\int_0^{\infty} \sigma(h)\,dh\right\} \qquad (2)$$

и (1) приобретает вид (закон Бугера — Ламберта)

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\tau m), \qquad (3)$$

где τ — оптическая толщина (толща) атмосферы.

Закон Бугера — Ламберта (см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*) получен для квазимонохроматич. излучения. При использовании его для расчётов интегральных потоков обнаруживается кажущийся дневной ход коэф. прозрачности. С увеличением воздушной массы m (т. е. с уменьшением высоты Солнца над горизонтом) в проходящем потоке увеличивается доля ДВ-радиации, для к-рой атмосфера более прозрачна, что приводит к кажущемуся увеличению П. з. а. (эффект Форбса). Для исключения влияния этого эффекта коэф. интегральной прозрачности p, полученные при разл. высотах Солнца, приводятся по специальным номограммам к коэф. интегральной прозрачности p_{m_0} при определённой воздушной массе m_0. Обычно принимается $m_0 = 2$ (т. е. высота Солнца равна 30°). Коэф. p_3 регулярно определяются на метеостанциях и широко используются в актинометрии, при изучении атм. процессов, при расчётах радиац. потоков, радиац. баланса земной поверхности и т. д.

Определение коэф. П. з. а. производится по данным абс. и относит. измерений. При абс. измерениях по-

ток лучистой энергии Солнца преобразуется в тепловую энергию, к-рая и регистрируется. Зная *солнечную постоянную*, а следовательно, и внеатмосферное значение потока Φ_0, по ф-ле (1) определяют коэф. П. з. а. Измерения проводятся на актинометрич. станциях с помощью пиргелиометров и актинометров. Данными относит. измерений прямой солнечной радиации пользуются при определении коэф. П. з. а. методами Бугера — «долгим» и «коротким». При определении П. з. а. «долгим» методом измерения потоков Ф проводят при разной высоте Солнца (т. е. при разных m). Коэф. p определяется по наклону прямой зависимости $\lg\Phi$ от m, в предположении, что в течение измерений П. з. а. оставалась постоянной. При известном для данного фотометра значении внеатмосферной констаиты Φ_0 (в относит. единицах) определение p может производиться т. н. коротким методом внеатмосферного блеска по ф-ле (1).

Более чувствительной характеристикой П. з. а. является т.н. фактор мутности атмосферы T — отношение оптич. толщ реальной τ и идеальной τ_R (релеевской, т. е. когда П. з. а. определяется только релеевским рассеянием света) атмосфер. Рассматривая оптич. толщу реальной атмосферы как сумму оптич. толщ идеальной атмосферы τ_R, водяного пара τ_w и аэрозоля τ_a, получают

$$T=1+\frac{\tau_w}{\tau_R}+\frac{\tau_a}{\tau_R}.$$

Величину τ_w/τ_R наз. влажной мутностью, величину τ_a/τ_R — остаточной мутностью атмосферы. Т. к. эффект Форбса сказывается одновременно на прозрачности как реальной, так и идеальной атмосфер, фактор мутности почти не зависит от высоты Солнца.

П. з. а. в разл. участках спектра резко изменяется. Так, КВ-излучение Солнца ($\lambda < 290$ нм) практически полностью поглощается верх. слоями *атмосферы* и до поверхности Земли почти не доходит. На рис. 1 показаны высоты, достигая к-рых при вертикальном падении солнечный поток ослабляется в e раз. В диапазоне 8—80 нм солнечное излучение поглощается молекулами и атомами азота и кислорода. В области 80—

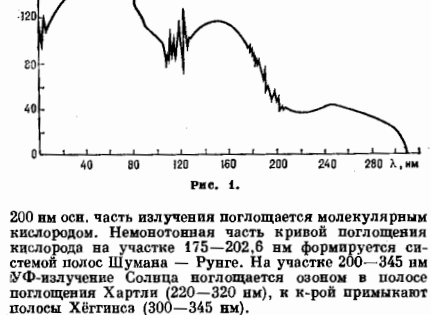


Рис. 1.

200 нм осн. часть излучения поглощается молекулярным кислородом. Немонотонная часть кривой поглощения кислорода на участке 175—202,6 нм формируется системой полос Шумана — Рунге. На участке 200—345 нм УФ-излучение Солнца поглощается озоном в полосе поглощения Хартли (220—320 нм), к к-рой примыкают полосы Хёггинса (300—345 нм).

Коротковолновое УФ-излучение ($\lambda < 290$ нм) может разрушать мн. органич. молекулы (включая ДНК), повреждать земные экосистемы, способствует возникновению рака и др. заболеваний кожи, катаракты, иммунной недостаточности. Наиб. губит. биол. действие оказывает УФ-излучение в диапазоне 250—260 нм, во как раз на этот участок спектра приходится максимум поглощения озоном в полосе Хартли. Общее содержание озона в атмосфере составляет менее 10^{-6} содержания остальных газов, но этого оказывается вполне достаточно, чтобы защитить Землю от воздействия УФ-излучения. Длинноволновая часть УФ-излучения Солнца ($\lambda > 300$ нм) достигает поверхности Земли и оказывает в осн. благотворное влияние на развитие биол. систем.

В области спектра 350—4200 нм земная атмосфера имеет ряд «окон прозрачности» (рис. 2; приведённая кривая соответствует летним условиям в ср. широтах и общему содержанию водяного пара, равному 2 см осаждённой воды) и в целом относительно прозрачна.

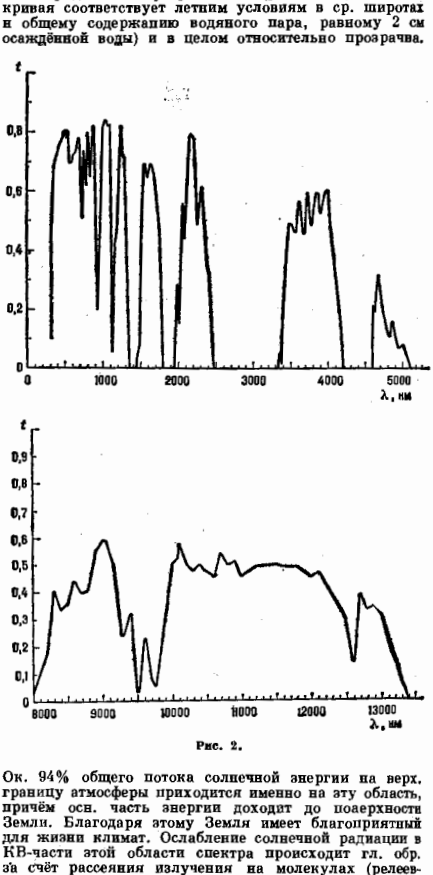


Рис. 2.

Ок. 94% общего потока солнечной энергии на верх. границу атмосферы приходится именно на эту область, причём осн. часть энергии доходит до поверхности Земли. Благодаря этому Земля имеет благоприятный для жизни климат. Ослабление солнечной радиации в КВ-части этой области спектра происходит гл. обр. за счёт рассеяния излучения на молекулах (релеевское рассеяние) и на частицах аэрозоля (аэрозольное рассеяние). В ДВ-части этой области солнечное излучение ослабляется в полосах поглощения водяного пара, углекислого газа, озона и ряда др. малых газовых составляющих (NO_2, CH_4 и др.).

Имеется также «окно прозрачности» в области спектра 8000—12000 нм. Коэф. пропускания солнечного излучения в этом «окне» колеблется в ср. в пределах 60—70%. На участках спектра 5200—8000 нм и более 15000 нм солнечное излучение практически полностью поглощается водяным паром.

В связи с использованием лазеров развиваются исследования особенностей распространения лазерного луча в атмосфере. Из-за высокой монохроматичности лазерного излучения даже в «окнах прозрачности» атмосферы лазерный луч может сильно ослабляться. В тонкой структуре спектра поглощения атмосферы в этих «окнах» имеются относительно узкие, но сильные полосы поглощения. Количественные оценки П. э. а. для лазерного излучения требуют знания (с весьма высокой точностью) положения, интенсивности и формы линий тонкой структуры спектров атм. газов. Большая мощность излучения лазеров ($\sim 10^3$ Вт/см^2) может вызывать разл. рода нелинейные эффекты (многофотонные эффекты, приводящие к пробою в газах; спектроскопич. эффекты насыщения, вызывающие частичное просветление газов; эффекты самофокусировки оптич. пучков, вызываемых зависимостью коэф. преломления среды от мощности потока излучения, и др.). При малой длительности оптич. импульсов ($\sim 10^{-8}$ с) могут возникать явления, приводящие к отклонению ослабления излучения от закона Бугера.

Характеристикой горизонтальной П. э. а. чаще всего служит метеорологич. дальность видимости $L_м$ — наиб. расстояние, на к-ром в светлое время суток можно различить (обнаружить) невооружённым глазом на фоне неба вблизи горизонта или на фоне воздушной дымки чёрный объект, имеющий размеры более чем 15′ × 15′. Величина $L_м$ связана с показателем рассеяния $\sigma_р$ соотношением

$$L_м = 3{,}9\sigma_р^{-1}. \qquad (4)$$

Широко используются инструментальные методы определения метеорологич. дальности видимости, при этом измерит. приборы часто градуируются также в единицах $L_м$ по ф-ле (4). В табл. приводятся шкала видимости (в баллах), соответствующие ей пределы $L_м$ и объёмные показатели рассеяния $\sigma_р$.

Шкала видимости, соответствующие ей пределы и объёмные показатели рассеяния

Баллы видимости	Погодные условия	$L_м$, км	$\sigma_р$, км$^{-1}$
0	Плотный туман	<0,05	>78,2
1	Густой туман	0,05—0,2	78,2—19,6
2	Обычный туман	0,2—0,5	19,6—7,82
3	Лёгкий туман	0,5—1,0	7,82—3,91
4	Слабый туман	1—2	3,91—1,96
5	Дымка	2—4	1,96—0,954
6	Лёгкая дымка	4—10	0,954—0,391
7	Ясно	10—20	0,391—0,196
8	Очень ясно	20—50	0,196—0,078
9	Совершенно ясно	>50	<0,078
—	Идеальная атмосфера	277	0,0141

Для идеальной атмосферы в табл. приводится средневзвешенное для видимого участка спектра значение объёмного показателя рассеяния $\sigma_р = \sigma_R$. Гидрометеослужбой регулярно проводятся измерения, рассчитываются и выдаются краткосрочные прогнозы дальности видимости для разл. регионов.

Лит.: Кондратьев К. Я., Актинометрия, Л., 1965; Зуев В. Е., Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей, М., 1966; Зуев В. Е., Кабанов М. В., Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех), М., 1977.

В. А. Смеркалов.

ПРОИЗВОДСТВО ЭНТРОПИИ — прирост энтропии в физ. системе за единицу времени в результате протекающих в ней неравновесных процессов; одно из осн. понятий *термодинамики неравновесных процессов*. П. э., отнесённое к единице объёма, наз. л о к а л ь н ы м П. э. Если термодинамич. силы X_i (градиенты темп-ры, концентраций компонентов или их хим. потенциалов, массовой скорости, а в гетерогенных системах — конечные разности термодинамич. параметров) создают в системе сопряжённые им потоки I_i (теплоты, вещества, импульса и др.), то локальное П. э. в такой неравновесной системе

$$\sigma = \sum_{i=1}^{n} X_i I_i > 0,$$

где n — число независимых действующих термодинамич. сил. П о л н о е П. э. равно интегралу от σ по объёму системы. Если термодинамич. силы и потоки постоянны в пространстве, то полное П. э. отличается от локального лишь множителем, равным объёму системы.

Потоки I_i связаны с вызывающими их термодинамич. силами X_k линейными соотношениями

$$I_i = \sum_{k=1}^{n} L_{ik} X_k,$$

где L_{ik} — онсагеровские *кинетические коэффициенты*. Следовательно, П. э.

$$\sigma = \sum_{i,k=1}^{n} X_i L_{ik} X_k,$$

т. е. выражается квадратичной формой от термодинамич. сил.

П. э. отлично от нуля и положительно для необратимых процессов (критерий необратимости $\sigma \neq 0$). В стационарном состоянии П. э. минимально (*Пригожина теорема*). Конкретное выражение для входящих в П. э. кинетич. коэф. через потенциалы взаимодействия частиц определяется методами неравновесной статистич. механики или *кинетической теории газов*. В случае теплопроводности П. э. пропорционально квадрату градиента темп-ры и коэф. теплопроводности, в случае вязкого сдвигового течения — квадрату градиента скорости и сдвиговой вязкости, в случае диффузии — квадрату градиента концентрации и коэф. диффузии.

Лит. см. при ст. *Термодинамики неравновесных процессов.*

Д. Н. Зубарев.

ПРОИЗВОДЯЩИЙ ФУНКЦИОНА́Л — функционал $F[f]$, *функциональные производящие* к-рого по аргументу $f(x)$ дают изучаемый набор ф-ций $F_n(x_1, \ldots, x_n)$:

$$F_n(x_1, \ldots, x_n) = \frac{\delta^n}{\delta f(x_1) \ldots \delta f(x_n)} F[f]\Big|_{f=0}.$$

Формально П. ф. представляется рядом

$$F[f] = \sum_{n \geqslant 0} (n!)^{-1} \int dx_1 \ldots dx_n F_n(x_1, \ldots, x_n) f(x_1) \ldots f(x_n),$$

а ф-ции F_n наз. коэффициентными ф-циями разложения $F[f]$. Функцион. аргумент может быть набором многокомпонентных ф-ций многих переменных: $f(x) = \{f_\alpha(x_1, \ldots, x_n)\}$, $\alpha = 1, \ldots, m$. Целесообразность введения П. ф. для набора ф-ций F_n в том, что многие их свойства переносятся на $F[f]$ и компактно записываются на языке П. ф.

Роль П. ф. в *квантовой теории поля* основана на том, что в наиб. употребительном в ней *Фока представлении* векторам состояния Φ и операторам $\hat{A}$ по самому их построению отвечают П. ф. (для простоты берётся случай скалярного поля)

$$\Phi=\sum_{n\geqslant 0}(n!)^{-1}\int d\mathbf{k}_1\ldots d\mathbf{k}_n\Phi_n(\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n)\hat{a}^+(\mathbf{k}_1)\ldots\hat{a}^+(\mathbf{k}_n)\Phi_0\leftrightarrow$$

$$\leftrightarrow\Phi[a^*]=\sum_{n\geqslant 0}(n!)^{-1}\int d\mathbf{k}_1\ldots d\mathbf{k}_n\Phi_n(\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n)a^*(\mathbf{k}_1)\ldots$$

$$\ldots a^*(\mathbf{k}_n);$$

$$\hat{A}=\sum_{m,n\geqslant 0}(m!\,n!)^{-1}\int d\mathbf{k}_1\ldots d\mathbf{k}_m\,d\mathbf{p}_1\ldots d\mathbf{p}_n\,A_{mn}(\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_m,$$

$$\mathbf{p}_1,\ldots,\mathbf{p}_n)\hat{a}^+(\mathbf{k}_1)\ldots\hat{a}^+(\mathbf{k}_m)\hat{a}^-(\mathbf{p}_1)\ldots\hat{a}^-(\mathbf{p}_n)\leftrightarrow A[a^*,a],$$

где Φ_0 — фоковский вакуум, $\hat{a}^{\pm}$ — операторы рождения и уничтожения частиц с 3-импульсом $\mathbf{k}$. П. ф. $A[a^*,a]$ наз. нормальным символом оператора $\hat{A}$, а его разложение получается заменой $\hat{a}^+$, $\hat{a}^-$ на комплексно сопряжённые ф-ции a^*, a из нек-рого *гильбертова пространства*. При этом $\Phi[a^*]$ — П. ф. для волновых ф-ций Φ_n n-частичных состояний, а $A[a^*,a]$ — П. ф. для матричных элементов A_{mn} оператора $\hat{A}$ в фоковском базисе.

В релятивистской теории в качестве функцион. аргумента берётся нормальный символ φ_0 оператора свободного поля:

$$\hat{\varphi}_0(x)=(2\pi)^{-3/2}\int d\mathbf{k}(2k_0)^{-1/2}\{\hat{a}^+(\mathbf{k})\exp(ikx)+$$

$$+\hat{a}^-(\mathbf{k})\exp(-ikx)\},$$

$$k_0=\sqrt{k^2+m^2}\,.$$

Нормальный символ *матрицы рассеяния* $\hat{S}$

$$S[\varphi_0]=\sum_{n\geqslant 0}(n!)^{-1}\int dx_1\ldots dx_n S_n(x_1,\ldots,x_n)\varphi_0(x_1)\ldots\varphi_0(x_n)$$

является П. ф. её коэффициентных ф-ций S_n. Поскольку $\hat{\varphi}_0$, как и φ_0, удовлетворяют ур-нию свободного поля, $\hat{S}$ и $S[\varphi_0]$ определены лишь на поверхности энергии. Для формулировки причинности вводят расширенный нормальный символ $S[\varphi]$, аргумент к-рого уже не удовлетворяет ур-нию свободного поля. В *возмущений теории* этот П. ф. выражается ф-лой Хори

$$S[\varphi]=\exp\Big\{\frac{1}{2}\int dx\,dy\,\frac{\delta}{\delta\varphi(x)}\,D^c(x-y)\,\frac{\delta}{\delta\varphi(y)}\Big\}\times$$

$$\times\exp\Big\{i\int dx\,\mathscr{L}_I[\varphi]\Big\},$$

где $D^c(x)$ — причинная ф-ция Грина (*пропагатор*), $\mathscr{L}_I[\varphi]$ — нормальный символ лагранжиана взаимодействия. Эта ф-ла компактно записывает результат применения *Вика теоремы* к стандартному выражению для S-матрицы в теории возмущений: $\hat{S}=T\exp\{i\int dx\hat{\mathscr{L}}\}$.

Заменой функцион. аргумента у $S[\varphi]$ можно получить П. ф. для *Грина функций* $G_n(x_1,\ldots,x_n)$:

$$Z[J]=\exp\Big\{-\frac{1}{2}\int dx\,dy J(x)\,D^c(x-y)J(y)\Big\}\times$$

$$\times S\Big[i\int dy\,D^c(x-y)J(y)\Big],$$

где $J(x)$ — внеш. источник поля. Функционал $W[J]=\ln Z[J]$ является П. ф. для связных ф-ций Грина. *Лежандра преобразование* $W[J]$ даёт П. ф. для сильно связных ф-ций Грина, называемый иногда эфф. действием. На языке П. ф. легко выводятся и компактно формулируются *Уорда тождества* и нек-рые др. соотношения между ф-циями Грина.

П. ф. используется и в *статистической физике*. Напр., введём s-частичные ф-ции распределения N-частичной системы:

$$F_s(t,x_1,\ldots,x_n)=V^s\int dx_{s+1}\ldots dx_N w_N(t,x_1,\ldots,x_N),$$

$$s=1,2,\ldots,$$

где V — объём, $x_i=(q_i,p_i)$, а полная ф-ция распределения w_N удовлетворяет *Лиувилля уравнению* $dw_N/dt=\{H,w_N\}$ с *Гамильтона функцией* $H=T(p_i)+U(|q_i-q_j|)$. Тогда всю цепочку *Боголюбова уравнений* для F_s порождает (в термодинамич. пределе $V,N\to\infty$, $V/N=v=\text{const}$) ур-ние

$$\frac{\delta F}{\delta t}=dxf(x)\Big\{T,\frac{\delta F}{\delta f(x)}\Big\}+\int\frac{1}{2}dxdy(f(x)f(y)+v^{-1}f(x)+$$

$$+v^{-1}f(y)\Big\{U,\frac{\delta^2 F}{\delta f(x)\delta f(y)}\Big\},$$

для П. ф.

$$F[t;f]=\int dx_1\ldots dx_N w_N(t,x_1,\ldots,x_N)\prod_{1\leqslant i\leqslant N}(1+vf(x_i)),$$

а сами F_s выражаются через него ф-лами

$$F_s(t;x_1,\ldots,x_s)=\prod_{1\leqslant i\leqslant s}\Big(1-\frac{i}{N}\Big)^{-1}\frac{\delta^s F}{\delta f(x_1)\ldots\delta f(x_s)}.$$

Лит.: Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Васильев А. Н., Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике, Л., 1976; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Иционсон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

А. М. Малокостов, В. П. Павлов.

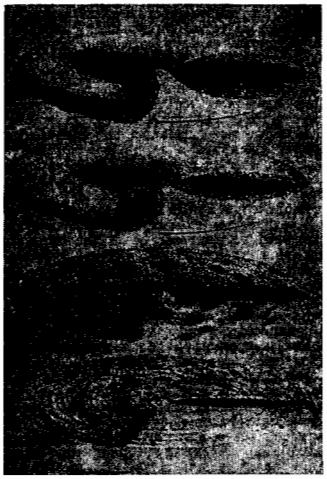
ПРОИСХОЖДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ (планетная космогония). Происхождение и эволюция Солнца рассматриваются теориями *звездообразования* и *эволюции звёзд*, а при изучении П. С. с. осн. внимание уделяется проблеме образования планет, и прежде всего Земли. Звёзды с планетными системами могут составлять промежуточный класс между одиночными и *двойными звёздами*. Не исключено, что строение планетных систем и способы их формирования могут быть весьма различными. Строение *Солнечной системы* (СС) обладает рядом закономерностей, указывающих на совм. образование всех планет и Солнца в едином процессе. Такими закономерностями являются: движение всех планет в одном направлении по эллиптич. орбитам, лежащим почти в одной плоскости; вращение Солнца в том же направлении вокруг оси, близкой к перпендикуляру к центр. плоскости планетной системы; осевое вращение в том же направлении большинства планет (за исключением Венеры, к-рая очень медленно вращается в обратном направлении, и Урана, к-рый вращается как бы лёжа на боку); обращение в том же направлении большинства спутников планет; закономерное возрастание расстояний планет от Солнца; деление планет на родств. группы, отличающиеся по массе, хим. составу и кол-ву спутников (группа близких к Солнцу планет земного типа и далёкие от Солнца планеты-гиганты, также подразделяющиеся на 2 группы); наличие пояса малых планет между орбитами Марса и Юпитера.

Краткая история. Начало развитию планетной космогонии положено гипотезой Канта—Лапласа. И. Кант (I. Kant, 1755) выдвинул идею о формировании планет из разреженного пылевого вещества, обращавшегося вокруг Солнца. Согласно П. С. Лапласу (P. S. Laplace, 1796), материалом для образования планет послужила часть газового вещества, отделившаяся от сжимающегося протосолнца. Наряду с гипотезой Канта—Лапласа предлагались гипотезы, основанные на идее «катастрофич. события». В 1920—30-х гг. известностью пользовалась гипотеза Дж. Х. Джинса (J. H. Jeans), считавшего, что планеты образовались из вещества, вырванного из Солнца притяжением пролетевшей поблизости

звезды. Однако уже в кон. 30-х гг. выяснилось, что гипотеза Джинса не способна объяснить размеры планетной системы. Ряд важных исследований по проблеме образования околосолнечной туманности и формирования в ней планет был проведён в 30—40-х гг. Х. Альфвен (H. Alfven) и Ф. Хойл (F. Hoyle) привлекли внимание к магнитогидродинамич. эффектам, играющим важную роль на ранних стадиях формирования звезды и её окружения. Х. Берлаге (H. Berlage) и К. Вайцзеккер (C. Weizsäcker) построили первые газодинамич. модели первичного околосолнечного диска. Начало планомерной разработке теории П. С. с. положено работами О. Ю. Шмидта. В трудах отечеств. школы планетной космогонии выяснены осн. черты эволюции протопланетного диска и процессов, сопровождающих формирование планет. К 80-м гг. получен обширный материал наблюдательных данных по современному звездообразованию. Благодаря полётам космич. аппаратов неизмеримо возрос объём информации о строении, составе и свойствах тел СС. Лаб. изучение внеземного вещества и использование ЭВМ при моделировании астрофиз. событий позволили перейти к построению достаточно детальных количеств моделей П. С. с.

Образование Солнца и допланетного диска. Звёзды солнечного типа образуются в газопылевых комплексах с массой $\geqslant 10^5\ M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца). Пример такого комплекса — известная *туманность* Ориона, в к-рой идёт активное звёздообразование. По-видимому, и Солнце образовалось вместе с группой звёзд в ходе перемежающихся процессов сжатия и фрагментации подобной туманности.

Начавшее сжиматься массивное облако, участвующее в общем вращении Галактики, не может сжаться до высокой плотности из-за большого момента кол-ва движения (момента вращения). Поэтому оно стремится распасться на отд. фрагменты. Часть момента вращения при этом переходит в момент относит. движения фрагментов. Процесс последоват. фрагментации, сопровождаемый беспорядочными (турбулентными) движениями, ударными волнами, запутыванием магн. полей, приливными взаимодействием фрагментов, сложен и понят недостаточно. Однако эволюция изолиров. фрагмента с массой $\sim 1\ M_\odot$, обладающего не слишком большим нач. моментом вращения ($\sim 10^{55}$ г·см²/с), может быть прослежена путём расчётов на ЭВМ. Расчёты показывают, что при большем моменте вращения вместо *протозвезды* может возникнуть неустойчивое кольцо, распадающееся на фрагменты. Таким путём, возможно, формируются кратные звёзды. При много меньшем значении момента вращения более вероятно образование одиночной звезды. В 80-х гг. появились первые расчёты по образованию около сжимающейся, медленно вращающейся протозвезды (Солнца) уплощённого газопылевого диска. Бо́льшая часть газа, окружающего протозвезду (вращающаяся оболочка), аккрецирует (см. *Аккреция*) на неё. Согласно оценкам, в экваториальной области сжимающейся протозвезды должна существовать область с интенсивным перераспределением момента вращения. В случае эфф. турбулентности, вызванной продолжающейся аккрецией газа, всё новые порции вещества с избыточным моментом выносятся наружу, образуя вращающийся газопылевой диск. Часть вещества из сжимающейся оболочки аккрецирует непосредственно на диск. За 10^5—10^6 лет диск вырастает до размеров порядка радиуса совр. планетной системы (40—50 а. е.) и имеет массу 0,05—0,1 $M_\odot$. Центр. область протозвезды, от к-рой передавался значит. вращат. момент, сжимаясь, превращается в звезду за $\sim 10^5$ лет. Не исключено, что в зависимости от нач. условий в газопылевом комплексе, влияния соседних фрагментов, а также возникающих неоднократно близости *новых звёзд* и *сверхновых звёзд* массы и размеры образующихся дисков могут варьировать в широких пределах. Важную роль в ранней эволюции таких дисков играет активность молодой звезды — её излучение в рентг. и УФ-диапазонах, общая *светимость* и интенсивность *звёздного ветра*. Согласно этим гидродинамич. моделям околосолнечного газопылевого диска, вращающегося вокруг такого активного Солнца, темп-ра в центр. плоскости диска падает с расстоянием от Солнца r как r^{-1}÷$r^{-1/2}$, составляя 300—400 К на расстоянии $r = 1$ а. е. и лишь десятки кельвинов на $r = 10$—30 а. е. Внеш. разреженные слои диска могли нагреваться КВ-излучением Солнца до весьма высоких темп-р, что вело к потере газа (его рассеянию в межзвёздное пространство). Этому процессу способствовал также интенсивный солнечный ветер.



Эволюция допланетного диска: *а* — опускание пыли к центральной плоскости; *б* — формирование пылевого субдиска; *в* — распад пылевого субдиска на пылевые сгущения; *г* — формирование из пылевых сгущений компактных тел (по Б. Ю. Левину, 1964).

Эволюция допланетного диска: динамические аспекты. При моделировании отд. стадий эволюции диска (рис.) и образования планет большое внимание уделяется нач. стадии — опусканию пылинок к центр. плоскости диска и их слипанию в турбулентном газе. Время опускания пыли и образования пылевого субдиска зависит от интенсивности турбулентных движений в газовой составляющей диска и оценивается в 10^4—10^5 лет. При достижении в пылевом слое критич. плотности ($\rho_{кр} \sim 3\ M_\odot/2\pi r^3$) в результате *гравитационной неустойчивости* пылевой субдиск должен был бы распасться на множество пылевых сгущений. На разных расстояниях от Солнца времена образования пылевых сгущений и их массы могли несколько отличаться, но, по оценкам, в ср. их массы были близки к массам крупнейших совр. *астероидов*. Столкновения сгущений вызывали объединение (и сжатие) большинства из них и образование компактных тел — *планетезималей*. Этот процесс, с космогонич. точки зрения, был также весьма быстрым ($\lesssim 10^6$ лет).

Следующий этап — аккумуляция планет из роя планетезималей и их обломков — занял гораздо больше времени (10^7—10^8 лет). Численное моделирование позволяет определять одновременно распределение

масс и скоростей допланетных тел. Сначала тела двигались по круговым орбитам в плоскости породившего их пылевого слоя. Они росли, сливаясь друг с другом и вычерпывая окружающее рассеянное вещество (остатки «первичной» пыли и обломки, образовавшиеся в процессе столкновений планетезималей). Гравитац. взаимодействие тел, усиливавшееся по мере их роста, постепенно изменяло их орбиты, увеличивая ср. эксцентриситет и ср. наклон к центр. плоскости диска. Наиб. массивные тела оказались зародышами будущих планет. При объединении в планеты многих тел произошло усреднение их индивидуальных характеристик движения, и поэтому орбиты планет получились почти круговыми и компланарными. Оценённые аналитически и получаемые в численных расчётах относит. расстояния между планетами, их массы и общее число, периоды собств. вращения, наклоны осей, эксцентриситеты и наклоны орбит удовлетворительно согласуются с наблюдениями.

Процесс образования планет-гигантов был более сложным, многие его детали ещё предстоит выяснить. Их образование осложнялось длительным присутствием газовой компоненты и эфф. выбросом вещества во внеш. зоны и даже за пределы СС. Согласно моделям, образование Юпитера и Сатурна протекало в два этапа. На первом этапе, длившемся десятки млн. лет в области Юпитера и около ста млн. лет в области Сатурна, происходила аккумуляция твёрдых тел, подобная той, что была в зоне планет земной группы. Когда крупнейшие тела достигали нек-рой критич. массы ($\geqslant 5\ M_\oplus$, $M_\oplus$ — масса Земли), начинался 2-й этап эволюции — аккреция газа на эти тела, длившийся 10^5—10^6 лет. Из зоны планет земной группы газ рассеивался за время $\sim 10^7$ лет, в зоне Юпитера и Сатурна он оставался неск. дольше. Образование твёрдых ядер Урана и Нептуна, находящихся на больших расстояниях, заняло сотни млн. лет. К этому времени газ из их окрестностей был уже практически потерян. Темп-ры в этой внеш. части СС не превышали 100 К, в результате, помимо силикатной компоненты, в состав этих планет и их спутников вошло много конденсатов воды, метана и аммиака.

Малые тела СС — астероиды и *кометы* — представляют собой остатки роя промежуточных тел. Крупнейшие из совр. астероидов (поперечником $\geqslant 100$ км) образовались ещё в эпоху формирования планетной системы, а средние и мелкие — в большинстве своём обломки крупных астероидов, раздробившихся при столкновениях. Благодаря столкновениям астероидных тел непрерывно пополняется запас пылевого вещества в межпланетном пространстве. Др. источник мелких твёрдых частиц — испарение и распад кометных ядер при пролёте их вблизи Солнца. Ядра комет, по-видимому, представляют собой остатки каменисто-ледяных тел зоны планет-гигантов. Массы планет-гигантов ещё до завершения их роста стали столь большими, что своим притяжением начали сильно изменять орбиты пролетавших мимо них малых тел. В результате нек-рые из этих тел приобрели очень вытянутые орбиты, уходящие далеко за пределы планетной системы. На тела, удалявшиеся дальше 20—30 тыс. а. е. от Солнца, заметное гравитац. воздействие оказали ближайшие звёзды. В большинстве случаев воздействие звёзд приводило к тому, что малые тела переставали заходить в область планетных орбит. Планетная система оказалась окружённой роем каменисто-ледяных тел, простирающимся до расстояний 10^4—10^5 а. е. и являющимся источником ныне наблюдаемых комет (облако Оорта).

Происхождение системы регулярных спутников планет, движущихся в направлении вращения планеты по почти круговым орбитам, лежащим в плоскости её экватора, обычно объясняется процессами, аналогичными тем, к-рые привели к образованию планет. Согласно моделям, в ходе формирования планеты в результате неупругих столкновений планетезималей часть из них могла быть захвачена на околопланетную орбиту, образовав околопланетный доспутниковый диск. Оценки показывают, что характерные времена аккумуляции и разрушения небольших спутников при дроблении много меньше характерного времени образования самой планеты. Вещество в доспутниковых дисках неоднократно обновлялось, прежде чем смогла образоваться относительно устойчивая спутниковая система. Согласно модельным расчётам, массы доспутниковых дисков $\sim 10^{-4}$—10^{-5} от массы планеты, что достаточно для формирования спутниковых систем планет-гигантов. В системе регулярных спутников Юпитера имеется деление на две группы: силикатную и водно-силикатную. Различия в хим. составе спутников показывают, что молодой Юпитер был горячим. Нагрев мог быть обеспечен выделением гравитац. энергии при аккреции газа. В системе спутников Сатурна, состоящих в осн. из льда, нет деления на две группы, что связывают с более низкой темп-рой в окрестностях Сатурна, при к-рой могла конденсироваться вода. Происхождение иррегулярных спутников Юпитера, Сатурна и Нептуна, т. е. спутников, обладающих обратным движением, а также небольшого внеш. спутника Нептуна, обладающего прямым движением по вытянутой орбите, объясняют захватом. У медленно вращающихся планет (Меркурия и Венеры) спутников нет. Они, по-видимому, испытали приливное торможение со стороны планеты и упали в конце концов на её поверхность. Действие приливного торможения проявилось также в системах Земля — Луна и Плутон — Харон, где спутники, образуя с планетой двойную систему, всегда повёрнуты к планете одним и тем же полушарием.

Происхождение Луны чаще всего связывают с образованием её на околоземной орбите, однако продолжают обсуждаться и маловероятные гипотезы захвата Землёй готовой Луны, отделения Луны от Земли. Разрабатывается и компромиссная гипотеза, связывающая появление массивного околоземного доспутникового диска с гигантским выбросом вещества, вызванным столкновением протоземли с крупным телом (с размерами порядка Меркурия или даже Марса). Согласно расчётам, из массивного спутникового роя могла образоваться система из неск. крупных спутников, орбиты к-рых с разной скоростью эволюционировали под действием приливного трения, и, в конечном счёте, спутники объединились в одно тело — Луну.

Космохимические аспекты (эволюция состава). В основе физ.-хим. исследований ранних стадий эволюции СС лежат данные по составу межзвёздной и межпланетной пыли, планет и их атмосфер, астероидов и комет. Особое место принадлежит лаб. исследованиям метеоритов — образцов астероидного вещества. Вещество, вошедшее в тела СС, проходило неоднократную физ.-хим. переработку и во многом утратило память о ранних стадиях эволюции. Однако отд. тела СС содержат вещество, хранящее ту или иную информацию в виде реликтовых минеральных фракций, включений и т. п. Образцы такого вещества используются как «космохронометры», «космотермометры», «космобарометры».

Хим. состав первичного допланетного диска обычно полагают близким к солнечному («среднекосмическому»). В первичном диске газ (в осн. молекулы водорода и гелия) составлял 98—99% всей массы. Пыль (ферромагнезиальные силикаты и алюмосиликаты во внутр. части диска, к к-рым добавлялись льды во внеш. части) вначале играла второстепенную роль. В ходе образования и эволюции допланетного диска происходили изменения элементного и изотопного состава газовой и конденсированной компонент, разнообразные процессы обмена между этими двумя осн. резервуарами. Согласно моделям, в процессе образования диска в ближней к Солнцу окрестности *межзвёздная пыль* в ходе аккреции испарялась и лишь после частичного охлаждения газа происходила реконденсация тугоплавких и умеренно тугоплавких соединений. Во внеш. зоне СС в состав первичных тел могла войти межзвёздная пылевая

компонента. Лаб. анализы образцов наиб. примитивных углистых хондритов указывают на присутствие в них вещества, близкого по особенностям элементного, изотопного и минерального состава к межзвёздной пыли. В целом определения изотопного состава земных и лунных образцов, метеоритов и межпланетной пыли показывают относит. однородность, а следовательно, хорошую перемешанность осн. массы протопланетного вещества. Это сильный довод в пользу образования допланетного диска и Солнца в едином процессе. Т. о., установленный для Земли, Луны и древнейших метеоритов возраст в 4,5—4,6 млрд. лет можно считать возрастом СС. В то же время изотопный состав газовой и конденсированной компонент в ходе формирования диска и в последующем при формировании планет несомненно менялся. Интерпретация вариаций содержания отд. изотопов в образцах внеземного вещества зачастую неоднозначна и зависит от выбора динамич. модели. Важно, однако, что находки дочерних продуктов распада короткоживущих изотопов ^{26}Al, ^{129}I и др. позволяют получить оценки длительности отдельных ранних стадий. Полученные оценки, основанные на ряде изотонных систем, включающих вымершие короткоживущие изотопы, не противоречат динамич. оценкам длительности стадий формирования планет (10^7—10^8 лет).

Недра крупнейших первичных тел подвергались разогреву до 300—700 К, а иногда и до 1000—1500 К, что достаточно для частичного и полного плавления. Об этом говорят представители особых классов метеоритов, состав и физ. свойства к-рых указывают на то, что их родительские тела прошли стадии нагрева и дифференциации вещества. Причины разогрева до конца неясны. Возможно, он был связан с выделением теплоты при распаде короткоживущих радиоакт. изотопов; существ. нагрев мог быть обеспечен взаимными столкновениями.

Ограничения на характер процессов в ранней СС получены при исследовании образцов внеземного вещества, взаимодействовавшего с галактич. и солнечными *космическими лучами*. Так, исследование зёрен метеоритного вещества, облучённого солнечными космич. лучами, позволило сделать вывод, что к моменту формирования протопланет в зоне земной группы газ в осн. был уже потерян. Это важный аргумент в пользу представлений о вторичности атмосфер Земли, Венеры и Марса.

Начальное состояние и эволюция планет. В результате столкновений растущих планет с телами размером 100—1000 км протопланеты испытывали значит. нагрев, дегазацию, плавление и дифференциацию недр. Изотопный анализ (по изотопам урана и свинца) свидетельствует о раннем образовании земного ядра. Его осн. масса, вероятно, сформировалась более 4 млрд. лет назад, т. е. в первые сотни млн. лет существования Земли. Древний характер поверхностей Меркурия и Луны и ряд косвенных данных о строении Марса и Венеры не противоречат концепции раннего образования ядер планет земной группы. Данные о возможном составе планет говорят о том, что образование ядер планет земной группы произошло вследствие отделения богатого железом расплава от силикатов. Физикохимия процесса отделения железного расплава и динамика опускания его к центру планеты изучены недостаточно. Разогрев планет в ходе их роста сопровождался выделением летучих компонент, содержавшихся в веществе падавших планетезималей. В случае Земли водяные пары сконденсировались в воды первичных бассейнов, а газы образовали атмосферу. Согласно изотопному анализу (по изотопам йода и ксенона), осн. масса атмосферы Земли была накоплена к моменту завершения роста планеты. Состав древней атмосферы известен пока плохо.

Процесс хим. расслоения земных недр происходит и в наше время. Лёгкие расплавы в виде магмы поднимаются из мантии в кору. Они частично застревают и застывают внутри земной коры, а частично прорывают кору и в виде лавы изливаются наружу при вулканич. извержениях. Крупномасштабные перемещения вещества в недрах, вызванные тепловой конвекцией и хим. дифференциацией, проявляются в виде подъёмов и опусканий больших участков поверхности, перемещения литосферных плит, на к-рые расчленена земная кора, в виде процессов вулканизма и горообразования, а также землетрясений (см. *Сейсмология*). О совр. строении планетных недр см. в ст. *Планеты и спутники*.

Лит.: Protostars and planets, v. 1—2, Tucson, 1978—85; Сафронов В. С., Витязев А. В., Происхождение Солнечной системы, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 24, М., 1983.

А. В. Витязев.

ПРОКА УРАВНЕНИЕ — ур-ние свободного *векторного поля* $V_\mu(x)$ с массой m и спином 1:

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} + m^2 V_\nu = 0,$$

где $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$, $\mu = 0, 1, 2, 3$; $F_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$. П. у. эквивалентно системе *Клейна — Гордона уравнения* ($\Box + m^2) V_\mu = 0$ и условия Лоренца $\partial_\mu V_\mu = 0$. Благодаря последнему поле Прока описывает не четыре, а три (непрерывные) степени свободы и отвечает спину 1. Формально при $m = 0$ П. у. переходит в *Максвелла уравнения*; получающееся безмассовое векторное поле приобретает *калибровочную инвариантность* и отвечает лишь двум физ. степеням свободы. Это обстоятельство делает невозможным непосредств. переход от квантовой теории массивного векторного поля к квантовой теории безмассового поля. Проблема перехода решается Штюкельберга формализмом, дающим альтернативное описание массивного векторного поля.

Лит.: Умэдзава Х., Квантовая теория поля, пер. с англ., М., 1958; Огиевецкий В. И., Полубаринов И. В., Калибровочно-инвариантная формулировка теории нейтрального векторного поля, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 247; Ициксон К., Зюбер Жан-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

В. П. Павлов.

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ ВАЛЕНТНОСТЬ — специфич. состояние ионов в твёрдом теле, при к-ром в ионном остове имеется в среднем не целое (дробное) число электронов. Термин «П. в.» применяется в осн. по отношению к соединениям *редкоземельных элементов* и *актиноидов*, реже — переходных металлов. При формировании твёрдых тел из атомов или ионов их валентные электроны обычно уходят на образование хим. связей либо переходят в зону проводимости, а электроны частично заполненной $4f$-оболочки вследствие малого её размера (~0,4 Å) остаются локализованными в ионном остове. Типичное значение валентности редкоземельных элементов 3+. Это означает, что атом покидают 3 валентных электрона. Их $4f$-оболочка заполнена частично, т. е. в ней меньше 14 электронов. Существуют, однако, аномальные редкоземельные элементы, у к-рых часть атомов имеет нестандартную валентность: 4+ у Ce и Pr, 2 + у Sm, Eu, Tm, Yb. Появление валентностей, отличных от 3+, обусловлено особой стабильностью пустых либо целиком заполненных оболочек. Напр., атомы Ce наряду с валентностью 3+, при к-рой $4f$-оболочка атома содержит 1 электрон ($4f^1$), имеют валентность 4+, когда $4f$-оболочка пуста ($4f^0$). Атомы Yb наряду с валентностью 3+ ($4f^{13}$) имеют валентность 2+ ($4f^{14}$). Аналогичная картина наблюдается в случае ровно наполовину заполненных $4f$-оболочек: Eu^{2+} ($4f^7$) вместо Eu^{3+} ($4f^6$). В результате для соответствующих атомов

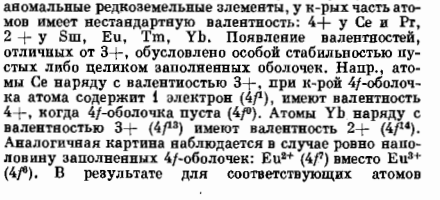


Рис. 1. *а* — Электронная структура редкоземельного металла; *б* — переходы с изменением валентности; *в* — опустошение f-уровня.

(ионов) в кристалле часто оказываются энергетически близкими разные валентные состояния (неустойчивая валентность) и ионы редкоземельных элементов имеют в ср. дробное число $4f$-электронов. Соединения с П. в., как правило, являются *металлами*, хотя среди них встречаются и *полупроводники* с очень малой шириной запрещённой зоны: $\mathscr{E}_g/k \leqslant 10^3$ К («золотая» фаза SmS, SmB_6, YbB_{12}).

Системы с неустойчивой валентностью соответствуют случаю, когда f-уровень ($\mathscr{E}_f$) лежит вблизи уровня Ферми $\mathscr{E}_F$ у металлов или вблизи дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ у полупроводников. При изменении внеш. условий (давления, темп-ры, состава соединения) $\mathscr{E}_f$ может сдвигаться; напр., под давлением он перемещается

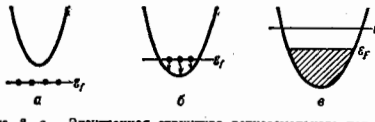


Рис. 2. *а* — Электронная структура редкоземельного полупроводника; *б* — переходы с изменением валентности; *в* — опустошение f-уровня и превращение в металлическую структуру.

вверх; если он при этом пересечёт $\mathscr{E}_F$ ($\mathscr{E}_c$), то энергия f-электронов станет больше, чем энергия свободных состояний в зоне проводимости (рис. 1, 2). При этом возможен переход f-электрона из локализованного в делокализов. состояние, т. н. f — c-переход с изменением валентности. В случае конденсиров. систем такой переход обычно является *фазовым переходом* 1-го рода. Переход с изменением валентности под давлением наблюдается у SmS, SmSe, SmTe. При переходе сохраняется симметрия решётки (типа NaCl), но происходит скачок параметра решётки; скачком меняются также электрич., оптич. и магн. свойства (проводимость, коэф. отражения, магн. восприимчивость и т. д.). По-видимому, также объясняется γ — α-переход в *церии* под давлением (симметрия решётки в обеих фазах одинакова — гранецентрированная кубическая). *Если f-уровень поднялся* над $\mathscr{E}_F$ или $\mathscr{E}_c$ невысоко, то не все f-электроны «выльются» с f-оболочки. При этом в состояниях, возникающих в результате подобных переходов, наблюдается П. в.

В нек-рых соединениях (SmS_4, Eu_3S_4) П. в. является термически активированиой. В этом случае дробная валентность связана с наличием атомов 2 типов, напр. с валентностью 2+ и 3+. При высоких темп-рах между ними происходит быстрый обмен электронами, т. е. переход $Eu^{2+} \leftrightarrow Eu^{3+}$. При понижении темп-ры в этих веществах происходит фазовый переход с упорядочением расположения ионов в разных (целочисленных) валентных состояниях (напр., чередование определ. образом ионов Eu^{2+} и Eu^{3+}) и П. в. исчезает. Такие соединения наз. соединениями с неоднородной валентностью.

Обычно же под собственно П. в. имеют в виду др. ситуацию, когда все ионы эквивалентны, а дробное значение валентности возникает из-за того, что каждый ион всё время изменяет своё состояние, *то* захватывая электрон на f-уровень, то «выбрасывая» его в зону проводимости (рис. 3). Т. о., в каждом ионе происходят флуктуации валентности, дающие в ср. нецелое заполнение f-состояний. В этом случае флуктуации имеют квантовую природу и сохраняются вплоть до $T = 0$ К.

С квантовомеханич. точки зрения, в этом случае волновая ф-ция электрона ψ является суперпозицией волновых ф-ций ψ_f и ψ_c:

$$\psi = \alpha\psi_f + \beta\psi_c.$$

Здесь α определяет вероятность найти электрон на f-оболочке и число f-электронов $n_f = |\alpha|^2$. Из-за *неопределённости соотношения* конечное время жизни τ состояния f-электрона означает неопределённость его энергии $\Delta\mathscr{E}_f\tau = \hbar$. Энергетич. уровень $\mathscr{E}_f$ приобретает ширину $\Gamma = \Delta\mathscr{E}_f = \hbar/\tau$, превращаясь в т. н. резонанс, лежащий вблизи $\mathscr{E}_F$ и заполненный электронами частично (рис. 4). Энергетически в резонансе находятся конфигурации $4f^n$, $4f^{n-1}$. Частичное заполнение резонанса и есть промежуточное значение n_f, т. е. П. в.

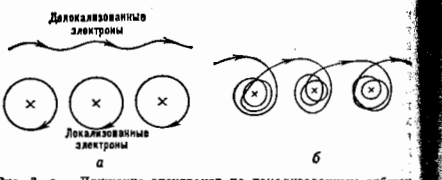


Рис. 3. *а* — Движение электронов по локализованным орбитам и коллективизированных; *б* — движение электронов, участвующих в промежуточной валентности.

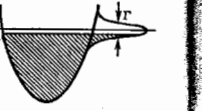


Рис. 4. Электронная структура соединения с промежуточной валентностью.

Нестабильность валентности и возможность перехода f-электрона в зону проводимости и обратно (межконфигурац. флуктуации) существенно проявляются в большинстве физ. свойств систем с П. в. Т. к. энергия $4f$-уровня лежит вблизи $\mathscr{E}_F$, то размытие уровня $\mathscr{E}_f$ приводит к появлению вблизи $\mathscr{E}_F$ узкого пика в *плотности состояний* $g(\mathscr{E})$ с шириной, пропорциональной V^2, где V — матричный элемент f — c-перехода (рис. 5).

Рис. 5. Плотность электронных состояний в системах с промежуточной валентностью.

Соответственно системы с П. в. имеют характерную темп-ру T^* ($kT^* \sim \Gamma$) и частоту ω межконфигурац. флуктуаций, определяющуюся соотношением $\hbar\omega \sim \Gamma$. Типичные значения $T^* \approx 10^2 - 10^3$ К. В системах со слабой П. в., когда заполнение f-оболочки близко к целому, напр. в соединениях Ce, где валентность $\leqslant 3{,}05$, $T^* \sim 1-10$ К (см. *Кондо-решётки*, *Тяжёлые фермионы*).

В конденсиров. системе число состояний в пике $g(\mathscr{E})$ велико (~ 1 на ячейку) и уровень Ферми фиксируется в окрестностях этого пика. Повышение плотности состояний на уровне Ферми проявляется в большинстве термодинамич. свойств систем с П. в.: большой коэф. γ в линейной части температурной зависимости *электронной теплоёмкости* ($C_e = \gamma T$, $\gamma \propto (T^*)^{-1}$), большое значение магн. восприимчивости ($\chi_0 \sim \gamma$), часто заметное возрастание сжимаемости и т. д. Типичные значения γ в системах с П. в. ~30—300 мДж/моль·К² (соединения с $\gamma \sim 400$ мДж/моль·К² относят обычно к системам с тяжёлыми фермионами). Заметно проявляется П. в. и в кинетич. свойствах, что можно объяснить резонансным рассеянием электронов проводимости на f-уровне, лежащем вблизи $\mathscr{E}_F$.

Соединения с П. в. часто являются пограничными между немагн. соединениями и магнетиками, содержа-

щими локализов. магн. моменты. Если соединения редкоземельных элементов имеют стабильную 4*f*-оболочку с целочисленным заполнением электронами и с локализов. магн. моментом, то *f*-уровни лежат глубоко под уровнем Ферми ε_F. В системах с нестабильной валентностью *f*-уровень ε_f оказывается ближе к ε_F. По мере его приближения к ε_F система последовательно переходила бы от магн. состояния при $\varepsilon_f \ll \varepsilon_F$ (целая валентность) к т. н. режиму Кондо при $\varepsilon_f < \varepsilon_F$ (валентность близка к целой; см. *Кондо эффект*). Далее при $\varepsilon_f \sim \varepsilon_F$ возникает истинная П. в., а при $\varepsilon_f > \varepsilon_F$ валентность снова становится целой (на 1 больше исходной).

В большинстве редкоземельных элементов с П. в. одно из двух находящихся в резонансе валентных состояний является немагнитным: $Ce^{4+}(4f^0)$, $Yb^{3+}(4f^{14})$, $Eu^{3+}(4f^6)$; для них переход с изменением валентности — одновременно переход из магн. состояния в немагнитное. Фазы с П. в. в них обычно не имеют дальнего магн. порядка. Исключение — нек-рые соединения Eu, в к-рых, по-видимому, П. в. иногда сосуществует с магн. упорядочением, а также соединения Tm, где обе возможные конфигурации (Tm^{2+} и Tm^{3+}) являются магнитными и где в фазе с П. в. есть дальний магн. порядок (напр., TmSe).

Валентность ионов редкоземельных элементов определяют экспериментально разл. способами. Простейший метод основан на том, что ионы с разной валентностью имеют разные ионные радиусы (см. *Атомный радиус*), и соответствующие кристаллы будут иметь разные значения параметра решётки *a*. Зная *a*, напр. для соединения RS при двухвалентном и трёхвалентном состояниях иона R, и измеряя параметр *a*, можно увидеть, ложится ли он на верхнюю или нижнюю части кривой на рис. 6 или лежит между ними; последнее соответствует П. в.

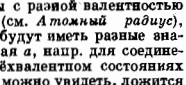


Рис. 6. Изменение параметров решётки в ряду сульфидов редкоземельных элементов: *B* — параметр решётки SmS-полупроводника («чёрная» фаза); *G* — параметр решётки в металлическом состоянии («золотая» фаза).

Др. способ основан на зависимости положения мёссбауэровской линии от валентного состояния иона, особенно в соединениях Eu^{2+}, Eu^{3+} (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*). Используется также зависимость от валентности расположения линии рентг. спектров, характеристик фотоэлектронной эмиссии и др.

У соединений актиноидов в силу большего радиуса 5*f*-оболочки (сравнительно с 4*f*) 5*f*-состояния часто оказываются более делокализованными, и понятие валентности (заполнение 5*f*-оболочки) для них менее определено. Экспериментально определить валентное состояние таких ионов в кристалле затруднительно в силу той же причины, а также потому, что магн. свойства этих ионов в разных валентных состояниях часто близки.

Системы с П. в., наряду с примыкающими к ним соединениями с тяжёлыми фермионами и решётками Кондо, представляют интерес как в связи с уникальными свойствами, так и ввиду их пограничного положения между состояниями с локализов. и коллективизиров. электронами, между магн. и немагн. состояниями, иногда между металлами и диэлектриками (SmS, SmB_6) (рис. 2). Широкого применения они пока не нашли, хотя используются для записи и хранения информации, в качестве датчиков и др.; важным может оказаться явление П. в. и в катализе.

Лит.: Хомский Д. И., Проблема промежуточной валентности, «УФН», 1979, т. 129, с. 443; его же, Необычные электроны в кристаллах (промежуточная валентность и тяжелые фермионы), М., 1987; Lawrence J. M., Riseborough P. S., Parks R. D., Valence fluctuation phenomena, «Repts Progr. Phys.», 1981, v. 44, № 1.

Д. И. Хомский.

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ — термодинамически устойчивая доменная структура, возникающая при *фазовых переходах* 1-го рода, индуцированных магн. полем. П. с. появляется в образце конечного размера в веществе, у к-рого под действием магн. поля возможен фазовый переход 1-го рода из состояния с меньшей намагниченностью (фаза I) в состояние с большей намагниченностью (фаза II). В образце, обладающем *размагничивающим фактором* N, такой переход не может осуществляться скачком, т. к. если бы весь образец при достижении магн. полем критич. величины H_c перешёл в новую фазу, то из-за увеличения размагничивающего поля внутр. магн. поле стало бы меньше критического. Поэтому образец разбивается на чередующиеся области фаз I и II так, что внутр. поле остаётся постоянным и равным H_c. Образуется П. с. Переход образца в фазу II происходит по мере увеличения магн. поля от H_c до $H_c + N\Delta\chi H_c$ ($\Delta\chi$ — разность магн. восприимчивостей обеих фаз).

П. с. было впервые предсказано и обнаружено у *сверхпроводников первого рода* при переходе в нормальное состояние под действием магн. поля (см. *Промежуточное состояние* сверхпроводников). Др. пример П. с.— *магнитная доменная структура*, к-рая появляется в легкоосных антиферромагнетиках вблизи *спин-флоп перехода* (см. *Антиферромагнетизм*).

Лит.: Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А., Физика магнитных доменов, «УФН», 1988, т. 156, с. 47.

А. С. Боровик-Романов.

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ сверхпроводников — возникает в образце из *сверхпроводника первого рода* под действием внеш. магн. поля или магн. поля тока, протекающего по образцу. П. с. реализуется, когда напряжённость магн. поля H в определ. точках поверхности образца достигает величины *критического магнитного поля* H_c, однако при полной утрате сверхпроводящих свойств (и тех же внеш. условиях) невозможно выполнить условие $H \geqslant H_c$ для всего образца. П. с. представляет собой смесь сверхпроводящих и нормальных доменов, характерный размер к-рых много меньше размеров образца. Термин «П. с.» введён Р. Пайерлсом (R. Peierls, 1936), структура П. с. была выяснена Л. Д. Ландау в 1937. В неоднородном внеш. поле в образце могут одноврем. существовать большие области сверхпроводящей и нормальной фаз. Они обязательно разделены веществом в П. с. Под действием тока, протекающего по образцу, может осуществляться т. н. динамич. П. с., в к-ром границы раздела непрерывно движутся через образец (со скоростями $10^{-3} - 10^{-2}$ см/с), зарождаясь на одной его поверхности и исчезая на другой.

Образец в сверхпроводящем состоянии, помещённый в однородное постоянное внеш. магн. поле H_e, искажает пространств. однородность H_e. Незатухающие электрич. токи, текущие в слое толщиной $\delta \sim 0{,}1$ мкм (δ — *глубина проникновения*) вблизи поверхности образца, полностью экранируют поле H_e, так что внутри образца $H = 0$ (*Мейснера эффект*). Вне образца неоднородное маги. поле экранирующих токов складывается с H_e, создавая картину силовых линий, огибающих образец. В качестве типичного примера рассмотрим образец в форме шара (рис. 1, *а*). Две точки, в к-рых вектор H_e перпендикулярен поверхности шара, наз. «полюсами», а линия, вдоль к-рой H_e касается поверхности шара, наз. «экватором». На поверхности образца макс. напряжённость поля $H_{макс}$ достигается на «экваторе», а мин. напряжённость $H_{мин}$ — на «полюсах». В сверхпроводящем состоянии $H_{мин} = 0$, $H_{макс} = 3H_e/2$.

Шар переходит в П. с. для значений H_e, удовлетворяющих условию $2H_c/3 < H_e < H_c$. При этом на «полюсе» $H_{мин} = 3H_e - 2H_c$, на «экваторе» $H_{макс} = H_c$ и во за-

висит от величины H_e. Часть магн. потока проникает в образец. В объёме образца возникают чередующиеся домены нормальной (h) и сверхпроводящей (S) фаз. В нормальных доменах поле $H = H_c$, в сверхпроводящих — $H = 0$. Границы между h — S-доменами параллельны вектору H_e и простираются вдоль H_e на всю толщину образца. Сечение h — S-границ плоскостью, перпендикулярной H_e, имеет вид извилистых линий, расположение к-рых определяется неконтролируемыми факторами. Масштаб структуры h — S-доменов (d) в плоскости, перпендикулярной H_e, зависит от величины поля. При $H_e \approx 0{,}8\ H_c$ характерная величина $d \approx \sqrt{\xi D}$, где D — диаметр шара, ξ — длина когерентности (см. *Гинзбурга — Ландау теория*). Эксперименты с оловянными шарами при $D = 4$ см и $\xi = 0{,}3$ мкм дали значение $d = 0{,}2$ мм, близкое к расчётному. Нормальные и сверхпроводящие области с размером $d \gg \xi$ могут сосуществовать в равновесии только в сверхпроводниках 1-го рода, где глубина проникновения магн. поля $\delta < \xi/\sqrt{2}$. Для *сверхпроводников второго рода* при $H > H_{c1}$ (H_{c1} — величина 1-го критич. поля) возникает смешанное состояние, в к-ром нельзя выделить нормальные и сверхпроводящие области, т. к. характерный масштаб микроскопич. структуры смешанного состояния $d' \approx \xi < \sqrt{2}\delta$. Макроскопич. электродинамика П. с. использует величины напряжённости поля $\boldsymbol{H}_i$ и магн. индукции $\boldsymbol{B}_i$, усреднённые на расстояниях $L \gg d$. $\boldsymbol{H}_i$ и $\boldsymbol{B}_i$ удовлетворяют ур-ниям магнитостатики $\mathrm{div}\boldsymbol{B}_i = 0$, $\mathrm{rot}\boldsymbol{H}_i = 0$. На поверхности образца выполняются обычные условия непрерывности перпендикулярной компоненты $\boldsymbol{B}$ и тангенциальной компоненты $\boldsymbol{H}$. В П. с. силовые линии $\boldsymbol{B}_i \parallel \boldsymbol{H}_i$ — прямые, а величина $H_i = H_c$ (усреднение по h-доменам) и не зависит от внеш. поля. Для шара в однородном внеш. поле $\boldsymbol{B}_i \parallel \boldsymbol{H}_e$ (рис. 1, *б*), а $B_i = 3H_e - 2H_c$ достигает величины критич. поля при $H_e = H_c$. При $H_e > H_c$ образец любой формы переходит в нормальное состояние. В отличие от обычного магнетика связь между B_i и H_i нелинейна. Роль магн. проницаемости играет величина $\mu = B_i/H_c$. В нормальном состоянии с хорошей точностью $\mu = 1$ поле становится всюду однородным: $B_i = H_i = H_e$ (рис. 1, *в*).

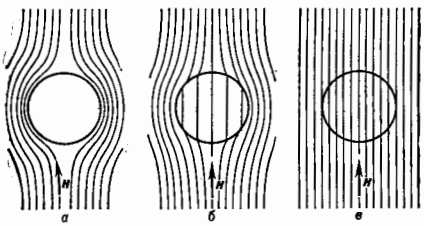


Рис. 1. Распределение магнитного поля около сверхпроводящего шара: *а* — сверхпроводящее состояние; *б* — промежуточное состояние; *в* — нормальное состояние.

Для произвольного эллипсоида вращения, помещённого в однородное внеш. поле $\boldsymbol{H}_e$, ур-ния магнетостатики имеют решения, выражаемые в элементарных ф-циях. При этом эллипсоид намагничен однородно, т. е. $\boldsymbol{B}_i = \mathrm{const}$. Если вектор $\boldsymbol{H}_e$ направлен вдоль одной из осей эллипсоида, то $\boldsymbol{B}_i \parallel \boldsymbol{H}_e$. П. с. возникает в диапазоне $(1 - m)H_c < H_e < H_c$. Положительный коэф. $m \leqslant 1$ зависит от отношения полуосей эллипсоида и наз. *размагничивающим фактором*. Величина индукции в образце $B_i = H_c - (H_e - H_i)/m$. Для сферы фактор $m = {}^1/_3$. Длинный цилиндр можно рассматривать как предельный случай сильно вытянутого эллипсоида. Для вектора $\boldsymbol{H}_e$, параллельного оси цилиндра, $m = 0$. Поэтому в длинном цилиндре в продольном поле П. с. не возникает. При $H_e = H_c$ образец переходит из сверхпроводящего в нормальное состояние, а индукция скачком меняется от нуля до $B_i = H_c$. В поперечном поле размагничивающий фактор длинного цилиндра $m = {}^1/_2$. Если образец имеет форму тонкой пластины, то его можно рассматривать как предельный случай сильно сплющенного эллипсоида, причём для ориентации вектора $\boldsymbol{H}_e$ перпендикулярно плоской поверхности пластины $m \approx 1$ и диапазон П. с. $0 < H_e < H_c$ начинается с очень малых полей. В этом случае $B_i = H_c$.

Для эксперим. изучения структуры П. с. применялись разл. типы миниатюрных датчиков магн. поля, напр. висмутовые измерители. Для визуального наблюдения структуры h — S-областей использовалась техника декорирования ферромагн. порошками, основанная на том, что ферромагн. частицы втягиваются в область сильного поля, т. е. в места выхода S-доменов на поверхность образца (рис. 2). Наиб. мощным совр. методом, позволяющим изучать динамику движения h — S-доменов, является магнитооптический. На зеркальную поверхность образца наносится прозрачная плёнка материала с очень высоким коэф. фарадеевского вращения плоскости поляризации (см. *Фарадея эффект*). Как правило, для этого используются соединения редкоземельных элементов, напр. $EuS + Eu_2F_3$. Линейно поляризованный свет, отражённый от образца, наблюдается через скрещенные поляроиды (см. *Магнитооптика*). Участки выхода на поверхность образца S-доменов кажутся тёмными, а вблизи h-доменов, где плёнка повер-

Рис. 2. Фотография промежуточного состояния в сверхпроводящей пластине, полученная методом ферромагнитных порошков. Тёмные полосы — выход на поверхность h-доменов, светлые — S-доменов.

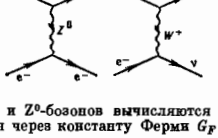
нёт плоскость поляризации, видны светлые участки. Таким способом удаётся наблюдать даже очень сложную картину течения извилистых h — S-доменов в чистых и совершенных образцах при пропускании электрич. тока.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Линтон Э. А., Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М., 1971; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

И. П. Крылов.

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ БОЗОНЫ — *векторные частицы*, за счёт обмена к-рыми осуществляется *слабое взаимодействие*. Они наз. «промежуточными» по истории. причинам, поскольку их существование было предсказано теоретически задолго до их прямого обнаружения как реальных частиц (1983), а именно, локальное четырёхфермионное взаимодействие между *заряженными токами* и *нейтральными токами* представлялось как результат «промежуточного» обмена виртуальными частицами W_+ и Z^0 (на рис. в качестве примера показано, как указанный обмен осуществляется в рассеянии нейтрино (ν) на электроне

(e^-)]. Эти бозоны являются промежуточными в том же смысле, что и фотон (γ) в рассеянии заряж. частиц. Обмен векторными бозонами $W^{\pm}$ (электрич. заряд соответственно $+e$ и $-e$), Z^0 (электрич. заряд 0) и γ осуществляет связь между токами в единой теории *электрослабого взаимодействия*, основанной на группе симметрии $SU(2)\times U(1)$. В этой теории массы W^- (массы W^+



и W^- равны) и Z^0-бозонов вычисляются теоретически и выражаются через константу Ферми G_F и *Вайнберга угол* θ_W:

$$m_W = \frac{1}{\sin\theta_W}\left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2G_F}}\right) = \frac{37{,}3}{\sin\theta_W}\ [\text{ГэВ}],$$

$$m_{Z^0} = \frac{m_W}{\cos\theta_W},$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Угол Вайнберга и массы m_W, m_Z измеряются в независимых экспериментах, поэтому справедливость приведённых соотношений с процентной погрешностью служит очень важным аргументом в пользу теории электрослабого взаимодействия.

Масса (m_W) и ширина (Γ_W) заряж. W-бозона равны соответственно $80{,}6 \pm 0{,}4$ ГэВ и $2{,}25 \pm 0{,}14$ ГэВ, масса (m_Z) и ширина (Γ_Z) нейтрального Z^0-бозона равны $91{,}161 \pm 0{,}031$ ГэВ и $2{,}534 \pm 0{,}027$ ГэВ. Заряж. W-бозон в 70% случаев распадается в адронные состояния, в 30% — в лептонные состояния $e\nu$, $\mu\nu$ и $\tau\nu$ (относительная вероятность каждой лептонной моды равна 10%). Z^0-бозон распадается в адронные состояния в 71% случаев, его лептонные моды распада и их относительные вероятности равны соответственно: e^+e^-(3,2%), $\mu^+\mu^-$(3,36%), $\tau^+\tau^-$(3,33%) и $\nu\bar{\nu}$ (19,2%).

М. В. Терентьев

ПРОМЕ́ТИЙ (Prometium), Pm,— радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 61, относится к *лантаноидам*. Выделен Дж. Маринским (J. Marinsky), Л. Гленденином (L. Glendenin) и Ч. Кориэллом (C. Coryell) из продуктов деления U в 1945. Ничтожные кол-ва П. обнаружены в земной коре. Известны изотопы ^{130}Pm — ^{154}Pm, наиб. долгоживущим является малодоступный ^{145}Pm (электронный захват и α-распад, $T_{1/2}$ = 17,7 года). Наиб. значение имеет β-радиоактивный ^{147}Pm ($T_{1/2}$ = 2,623 года), к-рый в заметных кол-вах образуется в ядерных реакторах. Конфигурация внешних электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}5s^2p^66s^2$. Энергии последоват. ионизации атома 5,55; 10,90; 22,3 и 41,1 эВ соответственно. Металлич. радиус атома Pm 0,182 нм, радиус иона Pm^{3+} 0,099 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

Металлич. П. имеет гексагональную кристаллич. структуру, параметры решётки a = 0,365 нм и c = 1,165 нм, плотность 7,26 кг/дм^3, $t_{пл}$ = 1080—1170 °С (по разл. данным), $t_{кип}$ ок. 3000 °С. Уд. теплоёмкость c_p = 27,59 Дж/(моль·К), теплота плавления 8,8 кДж/моль. Коэф. линейного расширения $9{\cdot}10^{-6}$ К$^{-1}$.

По хим. свойствам схож с др. лантаноидами, степень окисления +3. Нуклид ^{147}Pm — компонент светосоставов длительного (до неск. лет) действия, его используют в источниках радиоакт. излучения в атомных батарейках.

С. С. Бердоносов

ПРОНИЦА́ЕМОСТЬ МАГНИ́ТНАЯ — см. *Магнитная проницаемость*.

ПРОПАГА́ТОР (функция распространения, причинная функция Грина) в квантовой теории поля (КТП) — функция, характеризующая распространение релятивистского поля (или его кванта) от одного акта взаимодействия до другого. П. является решением классич. волнового ур-ния с δ-образной правой частью, удовлетворяющим специфич. краевым условиям. Простейший П. $D^c(x-y)$ скалярного поля $\varphi(x)$ описывает распространение скалярной частицы между точками пространства-времени x и y и может быть представлен в виде 4-мерного интеграла Фурье

$$D^c(x-y)=(2\pi)^{-4}\int e^{ik(x-y)}\Delta^c(k)d^4k,$$

$$\Delta^c(k)=(m^2-k^2-i\varepsilon)^{-1},\ \varepsilon\to+0.$$

Бесконечно малая мнимая добавка $i\varepsilon$, отвечающая упомянутым выше краевым условиям, даёт правило обхода полюсов $\Delta^c(k)$, так что после выполнения интегрирования П. оказывается представимым в виде $D^c(x-y) = \Theta(x^0-y^0)D^-(x-y) - \Theta(y^0-x^0)D^+(x-y)$. Т. о., при $x^0 > y^0$ он совпадает с отрицательно-частотной частью *перестановочной функции* Паули — Иордана (см. также *Сингулярные функции*), равной вакуумному среднему $D^-(x-y) = i<\varphi(x)\varphi(y)>_0$, а при $x^0 < y^0$ — положительно-частотной части, т. е. $i<\varphi(y)\varphi(x)>_0$. Поэтому

$$D^c(x-y) = i<T\varphi(x)\varphi(y)>_0,$$

где T — символ *хронологического произведения*; при $x^0 > y^0$ описывает распространение скалярного кванта из y в x, а при $x^0 < y^0$ — из x в y. Важность П. в КТП связана с тем, что он является осн. понятием ковариантной теории возмущений и фигурирует в правилах Фейнмана. Центр. роль П. в квантовополевой теории возмущений впервые установлена Д. Ривье (D. Rivier) и Э. Штюкельбергом (E. Stueckelberg).

Ф-цию распространения, учитывающую радиац. поправки при движении частицы между точками x и y, наз. *одетым пропагатором* или *двухточечной функцией Грина*.

Лит.: Rivier D., Stueckelberg E., A convergent expression for the magnetic moment of the neutron, «Phys. Rev.», 1948, v. 74, p. 218; Feynman R. P., Theory of positrons, там же, 1949, v. 76, p. 749; его же, Space-time approach to quantum electrodynamics, там же, p. 769; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1993. *Д. В. Ширков.*

ПРОПОРЦИОНА́ЛЬНАЯ КАМЕ́РА — электронный *координатный детектор* частиц, представляющий собой множество *пропорциональных счётчиков*, имеющих общий катод и заключённых в газовый объём. Действие П. к. основано на определении координаты точки траектории частицы по срабатыванию одного из счётчиков.

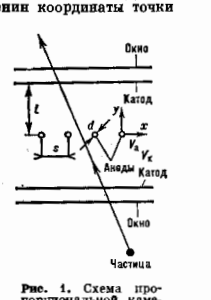


Рис. 1. Схема пропорциональной камеры (сечение).

Имеется большое кол-во разновидностей П. к.— плоские, цилиндрические и т. п. [1—4]. Принцип действия можно объяснить на примере плоской П. к., в к-рой имеются 2 плоских катода и в центре между ними анод в виде тонких параллельно натянутых сигнальных проволочек (симметричная П. к.). Анодные проволочки диаметром d удалены на расстояние s друг от друга и l от катода (катоды делают из тонкой металлич. фольги). На П. к. подаётся высокое напряжение V_0, величина к-рого зависит от геометрии камеры, прежде всего от расстояния между проволочками. В симметричной П. к. при $l > s > d$, $V_а = V_0$, $V_к = 0$ (рис. 1) потенциал точки с координатами x, y равен

$$V(x,y)=(g/4\pi\varepsilon_0)\{2\pi l/s-\ln[\sin^2(\pi x/s)+\mathrm{sh}^2(\pi y/s)]\}.$$

Здесь $g = V_0C = V_0 2\pi\varepsilon_0/[\pi l/s - \ln(\pi d/s)]$ — заряд на единицу длины сигнальной проволочки, ε_0 — диэлектрич. проницаемость газа, C — уд. ёмкость сигнальной проволочки. Типичные параметры П. к.: $l = 8$ мм, $s = 2$ мм, $d = 20$ мкм, $C = 3{,}47$ пФ/м, $V_0 = 4$—5 кВ.

Рис. 2. Зависимость напряжённости электрического поля E от расстояний r частицы до сигнальных проволочек: 1 — область газового усиления; 2 — область высокой плотности пространственного заряда.

Электроны, образовавшиеся на траектории заряж. частицы вследствие ионизации атомов газа, движутся (дрейфуют) к анодной проволочке. В её непосредств. близости, начиная с критич. радиуса $r_{кр}$, происходит лавинообразное размножение электронов (газовое усиление; рис. 2). Электрич. поле вблизи проволочек обладает цилиндрич. симметрией (рис. 3), поэтому процесс газового усиления происходит так же, как

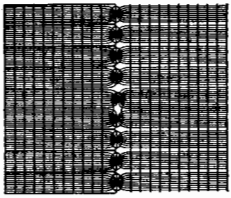


Рис. 3. Эквипотенциальные и силовые линии электрического поля в пропорциональной камере.

и в цилиндрич. пропорциональном счётчике. Коэф. газового усиления (в т. н. приближении Роуза — Корфа)

$$K = \exp\{2(kNCV_0d/4\pi\varepsilon_0)^{1/2}[(V_0/V_п)^{1/2} - 1]\}.$$

Здесь N — плотность газа, $V_п$ — пороговое напряжение, соответствующее $y = r_{кр}$. Амплитуда A сигнала, поступающего с каждой сигнальной проволочки, пропорциональна ионизац. потерям заряж. частицы, т. е. числу электронов n, попавших на данную сигнальную проволочку:

$$A = enK/C.$$

Пропорциональность между ионизацией и амплитудой A достигается при $K = 10$—10^5.

К каждой сигнальной проволочке присоединяют предусилитель, после к-рого сигнал поступает в устройство, кодирующее номер проволочки. П. к. размещают так, чтобы частицы летели примерно перпендикулярно плоскости сигнальных проволочек, и тогда координата x точки траектории частицы определяется номером сработавшей проволочки. Чтобы получить неск. точек на траектории частицы, неск. П. к. соединяют в блоки (рис. 4), причём соседние П. к. обычно

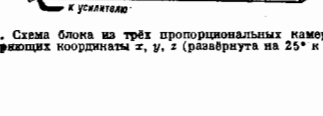


Рис. 4. Схема блока из трёх пропорциональных камер, измеряющих координаты x, y, z (развёрнута на 25° к z).

взаимно развёрнуты на 90°. Обычно применяют десятки П. к., что позволяет полностью реконструировать траектории заряж. частиц.

Разрешающая способность. Пространств. разрешение П. к. задаётся расстоянием между сигнальными проволочками s. Среднеквадратичная ошибка измерения координаты $\Delta x/x \approx s/3$.

Амплитудное, т. е. энергетическое, разрешение П. к. определяется соотношением

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \frac{1}{n}\left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2,$$

где Δn — флуктуации числа электронов, ΔK — флуктуации газового усиления от каждого электрона. При регистрации мягких γ-квантов ($E_\gamma = 5$—6 кэВ) в П. к. достигается разрешение ≈ 12—15% при $K = 10^2$—10^3 [5, 6]. При $K < 10^2$ разрешение ухудшается из-за уменьшения отношения сигнал/шум; при $K > 10^3$ начинает проявляться накопление положит. заряда вблизи проволочки, что ухудшает амплитудное разрешение (см. ниже).

Временно́е разрешение П. к. δt определяется временем дрейфа ионов. При $s = 2$ мм временно́е разрешение $\delta t = 30$ нс.

Измерение 2 координат в одной пропорциональной камере. Существует неск. методов определения координаты z траектории частицы вдоль сигнальных проволочек [7]. Часто используют т. н. метод деления токов, основанный на измерении токов I_1 и I_2 на концах сигнальной проволочки. Токи разделяются соответственно сопротивлениям R_1, R_2 участков проволочки по одну и другую стороны от места прохождения частицы: $I_1/I_2 = R_2/R_1 = (L - z)/z$, где L — длина проволочки. Предельная точность метода: $\Delta z/L \sim 1\%$.

Координату z определяют также измерением индуцир. заряда на катодах, к-рые изготовлены в виде i полосок или площадок шириной 5—8 мм; на каждой полоске измеряется заряд Q_i:

$$z = \sum_i Q_i z_i \Big/ \sum_i Q_i.$$

Этот метод обеспечивает пространственное разрешение $\Delta z/z = 20$—30 мкм.

Характеристики пропорциональных камер. Газовая смесь для П. к. должна обеспечивать достаточно высокие уд. ионизац. потери энергии заряж. частиц (≈ 2 кэВ/см), мин. сечение захвата электронов атомами газа, гасящие свойства при развитии электрон-фотонной лавины вблизи сигнальных проволочек. Этим требованиям удовлетворяют смеси инертных газов и углеводородов (или CO_2). В П. к. обычно используют смесь Ar (70—90%) и CH_4 или C_2H_6 (10—30%).

Большое газовое усиление достигается в П. к. с тонкими сигнальными проволочками. Однако при этом эл.-статич. силы отталкивают проволочки друг от друга и требуется достаточно большое их натяжение: $T \geq (1/4\pi\varepsilon_0)(CV_0L/s)^2$ (предельное натяжение вольфрамовой проволочки с $d = 10$, 20, 30 мкм равно $0{,}16$, $0{,}65$ и $1{,}45$ Н). Критич. длина проволочки $L_{кр} = (s/CV_0)(4\pi\varepsilon_0 T)^{1/2}$. При $s = 2$ мм, $l = 8$ мм, $d = 20$ мкм и $V_0 = 5$ кВ $L_{кр} = 85$ см, поэтому в П. к. больших размеров необходимо укреплять сигнальные проволочки.

П. к. работает с высокой эффективностью в потоках до 10^4—10^5 частиц·мм$^{-2}$с$^{-1}$. Препятствием увеличения загрузки является накопление положит. заряда вблизи сигнальных проволочек. В процессе газового усиления положит. ионы, подвижность к-рых приблизительно в 10^3 раз меньше подвижности электронов, накапливаются около проволочки, экранируя её, уменьшают газовое усиление и понижают эффективность регистрации частиц.

Долговечность П. к. ограничена «старением», к-рое возникает из-за осаждения и полимеризации органич.

соединений на поверхности проволочек [8]. Старение заметно после попадания 10^{16} электронов на 1 мм длины проволочки.

Многонитные камеры применяют не только в пропорциональном, но также и в др. режимах работы, напр. в самогасящемся стримерном режиме. При этом теряется пропорциональность амплитуды и ионизации, но возрастает амплитуда сигнала (см. *Стримерная камера*).

П. к. используют в физике частиц высоких энергий, где крупные установки, достигающие площади ~ 10 м², содержат десятки П. к. с общим числом проволочек веск. десятков тысяч, а также в ядерной физике, биологии, в медицинской диагностике, дефектоскопии и т. д.

Лит.: 1) Rice-Evans P., Spark, streamer, proportional and drift chambers, L., 1974; 2) Sauli F., Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Gen., 1977; 3) Заневский Ю. В., Проволочные детекторы элементарных частиц, М., 1978; 4) Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д., Пропорциональные и дрейфовые камеры в прикладных исследованиях. Обзор, «Приборы и техн. эксперимента», 1978, № 2, с. 7; 5) Sauli F., Basic processes in time-projection like detectors, в кн.: Time projection chamber 1-th workshop. Vancouver, 1983, N. Y., 1984; 6) Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988; 7) Ситар Б., Новые направления в развитии дрейфовых камер, «ЭЧАЯ», 1987, т. 18, с. 1080; 8) Алексеев Т. Д., Кругпов В. В., Хабнис Д. М., Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 703.

Б. Ситар.

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЁТЧИК — газоразрядный *детектор* частиц, создающий сигнал, амплитуда к-рого пропорциональна энергии, выделенной в его объёме регистрируемой частицей. При полном торможении частицы в объёме П. с. амплитуда сигнала пропорциональна энергии $\mathscr{E}$ частицы, т. е. П. с. является одновременно и спектрометром. П. с., как и др. газоразрядные детекторы, представляет собой газовый объём (от неск. см³ до неск. л) с 2 электродами. От конструкции *ионизационной камеры* П. с. отличает форма анода в виде тонкой нити или острия для обеспечения вблизи анода значительно большей напряжённости электрич. поля, чем в остальном пространстве между анодом и катодом. Наиб. распространены цилиндрич. П. с., где катодом является металлич. цилиндр (корпус счётчика), внутри к-рого аксиально протянута тонкая проволока — анод (рис. 1).

Рис. 1. Схема пропорционального счётчика: И — источник частиц.

Заряж. частица с энергией $\mathscr{E}$ создаёт в газе $n_0 = \mathscr{E}/W$ электрон-ионных пар, где W — *ионизационные потери* энергии частицы, $\Delta\mathscr{E}$ — ср. энергия образования электрон-ионной пары. Импульс тока (напряжения), возникающий на сопротивлении R, пропорционален $\Delta\mathscr{E}$; импульс (1—100 мВ) усиливается и поступает в регистрирующее (анализирующее или запоминающее) электронное устройство.

Газовое усиление. Первичные электроны, образованные заряж. частицей в результате ионизации газа, под действием электрич. поля перемещаются к аноду, по пути многократно сталкиваясь с атомами (рис. 2). Эти соударения частично неупругие, т. к. электроны теряют значит. часть своей энергии и не могут набрать энергию, достаточную для ионизации атомов газа (20—30 эВ). В цилиндрич. П. с. электрич. поле

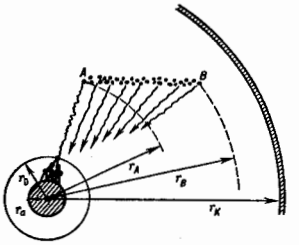


Рис. 2. Механизм работы пропорционального счётчика: r_K — r_0 — зона дрейфа первичных электронов; r_0 — r_A — зона лавин.

$E \sim r^{-1}$, где r — расстояние частицы от нити (рис. 3). Поэтому между двумя последоват. столкновениями электроны, приближаясь к аноду, получают всё возрастающие значения кинетич. энергии, и на нек-ром расстоянии от нити r_0 энергия становится достаточной для ионизации. Образующиеся вторичные электроны вместе с первичными участвуют в последующей лавинной ионизации газа (газовое усиление). Коэф. газового усиления M — отношение кол-ва электронов, пришедших на нить, к числу первичных электронов. Форма электронной лавины вблизи анода сильно зависит от значения M: при $10 < M < 100$ лавина приобретает форму капли в направлении прихода электронов на анод; при $10^2 < M < 10^4$ лавина становится сердцеобразной, вытянутой в направлении прихода электронов; при $M > 10^4$ лавина полностью охватывает анод — тогда и нарушается пропорциональность между n_0 и амплитудой сигнала. Размер лавины вдоль проволочного анода растёт с увеличением M от долей мм до неск. мм.

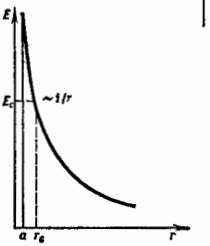


Рис. 3.

При столкновениях образуются также возбуждённые атомы, к-рые «высвечиваются» (УФ-излучение) за время $\sim 10^{-8}$с. Энергия фотонов $\hbar\omega$ почти всегда превосходит *работу выхода* электронов с поверхности катода, поэтому вырванные (с вероятностью $\sim 10^{-4}$) фотоэлектроны также движутся к аноду, усложняя картину разряда и образуя лавинные серии — последовательно затухающую цепочку импульсов, отстоящих друг от друга на время дрейфа электронов от катодов к аноду. *Фотоэлектронную эмиссию* можно ослабить, если в состав газа кроме инертных (Ar, Kr, Xe) ввести многоатомные газы (CH_3, C_3H_8, CO_2 и т. д.), поглощающие УФ-излучение. Т. к. электроны поглощают газы и пары со сродством к электрону (O_2, H_2O, галогены), то их в смеси П. с. должно быть мин. кол-во (концентрация $O_2 \sim 10^{-5}$ см³).

Если пренебречь влиянием на лавину пространственного заряда от положит. ионов, *прилипанием* электронов и фотоэлектронной эмиссией, то

$$M = \exp \int_0^{r_0} \alpha dr,$$

где α — число ионизац. соударений электрона на пути 1 см (первый коэф. Таунсенда), α зависит от напря-

жённости поля E, давления p и рода газа. В приближении Роуза — Корфа, где $\alpha = NBK$ (K — характеристика газа, N — плотность газа, B — энергия электронов),

$$M = \exp\{2(KNCr_A V_0)^{1/2}[(V_0/V_c)^{1/2} - 1]\}.$$

Здесь $C = 2\pi\varepsilon/\ln(r_B/r_A)$ — ёмкость счётчика на единицу длины, V_0 — напряжение на электродах, V_c — напряжение, соответствующее началу лавины. При $V_0 \gg V_c$ $M \backsim \exp(CV_0)^{1/2}$ (рис. 4). Ваиду статистич. природы лавинного процесса V_c не является чёткой характеристикой П. с., поэтому V_c определяется по пересечению прямолинейного участка зависимости $\ln M(V_0)$ с осью абсцисс. Линейная зависимость продолжается до $M \sim 10^4$. При дальнейшем повышении V_0 зависимость перестаёт быть линейной (гл. обр. из-за влияния фотоэлектронной эмиссии и пространственного заряда ионов). Область $M \sim 10^4$—10^6 наз. областью ограниченной пропорциональности. Большие M могут привести к пробою (рис. 5). Чтобы не допустить пробоя, применяют гасящие примеси — органич. газы (CH_4, пропан, изобутан, C_2H_5OH, метилаль и т. п.), к-рые обладают большим сечением фотопоглощения, диссоциации и передачи возбуждения сложной молекуле. Добавка органич. газа стабилизует процесс газового усиления в широком диапазоне V_0, хотя само напряжение, необходимое для требуемого M, возрастает.

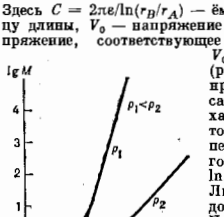


Рис. 4. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения.

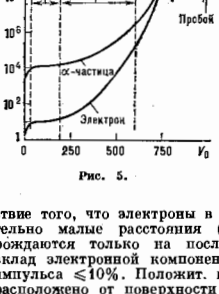


Рис. 5.

Формирование сигнала. Вклад в амплитуду импульса за счёт перемещения первичных ионов и электронов мал. Время развития лавины $<10^{-9}$ с, однако вследствие того, что электроны в лавине проходят сравнительно малые расстояния (большинство электронов рождаются только на последних стадиях лавины), вклад электронной компоненты в полную амплитуду импульса $\leqslant 10\%$. Положит. ионы, большинство к-рых расположено от поверхности нити на расстоянии ср. пробега электронов в лавине ($1 \div 5$ мкм), после окончания лавины начинают двигаться к катоду, индуцируя изменение потенциала на нём во времени t:

$$\Delta V(t) = \frac{eMn_0}{2C\ln(r_K/r_A)} \ln\left[1 + \frac{2\mu^+ V_0}{r_A^2 \ln(r_K/r_A)}\right].$$

Здесь e — заряд электрона, μ^+ — подвижность ионов (см. *Подвижность* электронов и ионов), n_0 — число первичных ионов. Величина ΔV, вызванная движением ионов, сначала растёт прямолинейно, затем логарифмически; достигает макс. значения ($\Delta V_{макс} = eMn_0/C$) в момент прихода всех положит. ионов на катод спустя $(1 \div 5)\cdot 10^{-3}$ с с момента образования лавины (рис. 6). Половины значения от своего максимума импульс достигает за $(1 \div 5)\cdot 10^{-6}$с, поэтому для получения высокого временного разрешения во входных цепях усилителя стоят *дифференцирующие цепи* ($\tau = RC$) или *линии задержки*. Т. о., в случае траектории частицы (трека), параллельной аноду, удаётся получить импульсы длительностью $\tau < 10^{-7}$ с. При произвольной ориентации трека ширина импульса определяется

Рис. 6. Временное развитие сигнала при различных τ.

разностью во временах дрейфа первичных электронов от начала (A) и конца (B) трека до анода (рис. 2). Эти времена могут достигать 0,1—10 мкс. Такого же порядка и время задержки импульса на выходе П. с. с момента первичной ионизации, что ограничивает возможности использования П. с. в *совпадений методе*.

Энергетическое разрешение. Статистич. флуктуации в кол-ве первичных ионов n_0, а также флуктуации M «размывают» амплитуду импульсов и определяют предельно достижимое энергетич. разрешение П. с. (эти компоненты приблизительно равны по величине друг другу). Энергетич. разрешение $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ приближённо выражается соотношением

$$\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} \approx 0{,}354\sqrt{\bar{\delta}}.$$

Увеличение разброса амплитуды импульсов могут вызывать конструкционные несовершенства, приводящие к искажению распределения электрич. поля у анода, причём наиб. важным является постоянство r_A по длине П. с., напр. $\Delta r_A \sim 1$ мкм может вызвать разброс амплитуд $\sim 50\%$. Большое влияние на энергетич. разрешение оказывают стабильность V_0 ($\leqslant 0{,}05\%$) и чистота газа. Для инертных газов, CO_2, CH_4 и т. д. не наблюдается прилипания электронов, но присутствие даже незначит. кол-ва ($<0{,}1\%$) электроотрицат. молекул H_2O, CO, O_2, C_6 и т. д. приводит к значит. ухудшению энергетич. разрешения, т. к. амплитуда импульса становится зависимой от места образования первичных электронов. Добавки нек-рых газов с потенциалом ионизации, меньшим потенциала ионизации осн. газа, могут приводить к уменьшению ср. энергии, затраченной на образование пары ионов, следовательно к улучшению разрешения.

Временные характеристики. Макс. скорость регистрации П. с. зависит от давления и состава газовой смеси и толщины анодной проволоки r_A. При больших скоростях регистрации происходит ослабление электронной лавины, образовавшейся в перелаксированном пространственном заряде от предыдущей лавины. Это ослабление распределено по случайному закону и вызывает не только уменьшение амплитуды импульсов, но и ухудшает энергетич. разрешение. При $M = 10^4 \div 10^5$ макс. скорость счёта составляет 10^5—10^6 c^{-1}. Для П. с. практически нельзя указать интервал времени, в к-ром он вообще бы не реагировал на излучение. Это обстоятельство позволяет использовать П. с. для детектирования излучения высокой интенсивности. При этом часто достаточно регистрировать не отд. импульсы, а средний ионный ток с помощью интегрирующих схем.

Применение. Эффективность П. с. к α-частицам, осколкам деления ядер, протонам, электронам и мягким γ-квантам близка 100%. Для регистрации этих частиц в П.с. предусмотрены «окна» из тонкой слюды или органич. плёнок. Иногда источник излучения помещается внутри объёма П. с. Для регистрации e^- и e^+ с энергиями до 1 МэВ используются П. с. высокого давления (до $p = 150$ атм) в магн. поле. Измерение энергии γ-квантов связано с фотоэффектом в наполняющем газе. Для $\mathcal{E}_\gamma$ до $10 \div 20$ кэВ эффективность П. с.

$\geqslant 80\%$, а для больших δ_τ необходим Xe (рис. 7; см. *Гамма-излучение*).

При исследовании *космических лучей* создают большие площади регистрации. Используя большое временно́е разрешение П. с., удаётся отличить одну частицу от неск. ливневых частиц, проходящих через П. с.

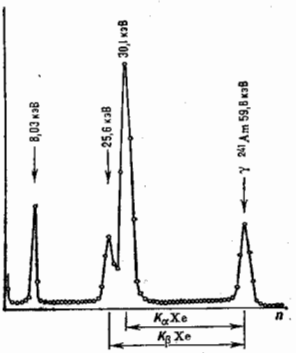


Рис. 7. Амплитудный дифференциальный спектр пропорционального счётчика, наполненного Xe, от частоты характеристического излучения Cu и источника ^{241}Am.

Большие флуктуации в образовании δ-электронов не позволяют получить хорошее энергетич. разрешение от малых долей энергии, оставленных в П. с. быстрой частицей.

Для регистрации нейтронов П. с. заполняется газами, ^{3}He или $^{10}BF_3$. Нейтроны захватываются ядрами ^{3}He и ^{10}B с последующим вылетом из них заряж. частиц с энергией порядка 1 МэВ. Ионизация от этих частиц во много раз превосходит ионизацию от γ-квантов, постоянно присутствующих в нейтронных потоках. Т. о., введя амплитудную дискриминацию, удаётся полностью сделать П. с. нечувствительными к γ-фону. Для нейтронов с энергией $\mathscr{E}_n \sim 10$ кэВ с помощью П. с. можно измерить их энергию по величине смещения пика в амплитудном дифференц. спектре от захвата нейтронов ядром ^{3}He либо по величине импульсов от ядер отдачи при заполнении счётчика лёгкими газами H_2 или ^{4}He (см. *Нейтронные детекторы*).

П. с. используется для измерения малых уд. активностей. От *Гейгера счётчика* его выгодно отличает способность выделять монознергетич. линии от отд. радионуклидов на фоне непрерывно распределённого фона в широком энергетич. интервале от 1 до 10^3 кэВ.

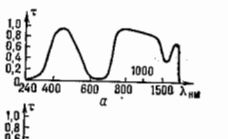
Как спектрометр П. с. уступает *полупроводниковым детекторам*, однако надёжность и простота дают возможность применять его, если не требуется высокоэнергетич. разрешение. П. с. позволяет работать в области энергий ~0,2 кэВ, где полупроводниковый детектор неприменим. По сравнению со *сцинтилляционным детектором* П. с. имеет лучшее энергетич. разрешение, меньшие шумы, нечувствителен к магн. полю. П. с. работает в диапазоне темп-р ~10—10^3 К.

П. с. применялся при изучении *бета-распада* ядер (оценки массы антинейтрино), исследовании тонкой структуры α-спектра, изомерных состояний ядер (см. *Изомерия ядерная*), при обнаружении захвата ядром *L*-электрона (см. *Электронный захват*), исследовании слабых конверсионных пиков (см. *Конверсия внутренняя*) и в др. случаях. Он используется также в астрофизике, археологии, геологии, медицине и т. д. Нек-рое пром. применение основано на зависимости лавинного разряда от напряжённости поля у анода и чистоты наполняющего газа (контроль диаметра и качества поверхности микропроводов, газоанализатор в газовой хроматографии и т. д.). С помощью установленного на «Луноходе-1» П. с. по рентг. флюоресценции производился элементный анализ вещества поверхности Луны.

Лит.: Rice-Evans P., Spark, streamer, proportional and drift chambers, L., 1974; Sauli F., Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Gen., 1977; Заневский Ю. В., Проволочные детекторы элементарных частиц, М., 1978; Sanada J., Growth the avalanche about the anode wire in a gas counter, «Nucl. Instr. and Meth.», 1982, v. 196, p. 23; Sauli F., Basic processes in time-projection like detectors, в кн.: Time projection chamber 1-th workshop, Vancouver, 1983, N. Y., 1984; Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988. *А. П. Стрелков, Б. Ситар.*

ПРОПУСКА́НИЕ в о п т и к е — прохождение сквозь среду *оптического излучения* без изменения набора частот составляющих его монохроматич. излучений и их относительных интенсивностей. Различают: н а п р а в л е н н о е П., при к-ром *рассеяние света* в среде практически отсутствует; д и ф ф у з н о е П., при к-ром излучение в осн. рассеивается, а преломление в среде и направленное П. не играют заметной роли; с м е ш а н н о е П.— частично направленное и частично диффузное. Особый вид диффузного П.— равномерно-диффузное П., при к-ром пространственное распределение рассеянного излучения таково, что *яркость* одинакова по всем направлениям.

ПРОПУСКА́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ среды (τ) — отношение *потока излучения* Ф, прошедшего через среду, к потоку Φ_0, упавшему на её поверхность: $\tau = \Phi/\Phi_0$. Чаще всего понятием П. к. пользуются для *световых потоков*. Значение П. к. тела зависит как от его размера, формы и состояния поверхности, так и от угла падения, спектрального состава (рис.) и поляризации излучения. Различают П. к.: для направленного *пропускания* (среда не рассеивает проходящего через неё излучения), для диффузного пропускания (среда рассеивает всё проникающее в неё излучение), для смешанного пропускания (с частичным рассеянием). П. к. находят по измерениям *освещённости* и *яркости*. П. к. определяют в *световых измерениях* (см. также *Фотометрия*).



Зависимость τ от λ: *а* — сине-зелёный светофильтр; *б* — нейтральный светофильтр.

Лит.: Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, 2 изд., М.— Л., 1962; Эпштейн М. И., Измерения оптического излучения в электронике, М., 1990.

ПРОСВЕТЛЕ́НИЕ О́ПТИКИ — уменьшение *отражения коэффициентов* поверхностей оптич. деталей путём нанесения на них непоглощающих плёнок, толщина к-рых соизмерима с длиной волны оптич. излучения. Без просветляющих плёнок, даже при нормальном падении лучей, потери на *отражение света* могут составлять до 10% от интенсивности падающего излучения. В оптич. системах с большим числом поверхностей (напр., в объективах) потери света могут достигать 70% и более. Многократное отражение от преломляющих поверхностей приводит к появлению внутри приборов рассеянного света, что ухудшает качество изображений, формируемых оптич. системами приборов. Эти нежелательные явления устраняются с помощью П. о., что является одним из важнейших применений *оптики тонких слоёв*.

П. о.— результат *интерференции света*, отражаемого от передних и задних границ просветляющих плёнок; она приводит к взаимному «гашению» отражённых световых волн и, следовательно, к усилению интенсивности проходящего света. При углах падения, близких к нормальному, эффект П. о. максимален, если толщина

тонкой плёнки равна нечётному числу четвертей длины световой волны в материале плёнки, а *преломления показатель* (ПП) плёнки n_2 удовлетворяет равенству $n_2' = n_1 n_3$, где n_1 и n_3 — ПП сред, граничащих с плёнкой (часто первой средой является воздух). Отражённый свет ослабляется тем сильнее, чем больше разность $n_3 - n_2$; если же $n_2 > n_3$, то интерференция отражённых от границ плёнки лучей, напротив, усилит интенсивность отражённого света (рис. 1).

Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R от выраженной в долях световой волны λ толщины тонкого слоя, нанесённого на подложку из стекла, для различных значений показателя преломления слоя n_2. Показатель преломления стекла $n_3 = 1{,}52$, $n_1 = 1$ (воздух).

Изменяя толщину просветляющей плёнки, можно сместить минимум отражения в разл. участки спектра.

Для деталей из стекла с низким ПП П. о. однослойными плёнками недостаточно эффективно. Применение двухслойных просветляющих плёнок позволяет почти полностью устранить отражение света от поверхности детали-подложки независимо от её ПП, но лишь в узкой области спектра. Трёхслойные просветляющие плёнки дают возможность получить равномерно низкое ($\approx 0{,}5\%$) отражение в широкой спектральной области, напр. во всём видимом диапазоне (рис. 2). Двух- и трёхслойные покрытия используют для П. о., работающей в УФ-области, где из-за низкого значения однослойные покрытия малоэффективны. Наилучшее П. о. в широкой области спектра может быть достигнуто с помощью неоднородных просветляющих плёнок, значение ПП к-рых плавно меняется от n подложки до n окружающей среды. В практически получаемых неоднородных плёнках n меняется ступенчато; ширина спектральной области с низким отражением увеличивается с возрастанием числа «ступенек», приближающим характер изменения ПП к плавному.

Рис. 2. Зависимости в диапазоне видимого света (400—700 нм) коэффициентов отражения R поверхности стекла с $n_3 = 1{,}52$ от длины волны света λ: *1* — для непросветлённой поверхности; *2* — для поверхности с однослойной просветляющей плёнкой, показатель преломления которой $n_1 = 1{,}40$; *3* — то же при $n_1 = 1{,}23$; *4* — для поверхности с трёхслойной просветляющей плёнкой.

Лит. см. при ст. *Оптика тонких слоёв*. *Л. Н. Капорский*.

ПРОСВЕТЛЕНИЯ ЭФФЕКТ — увеличение прозрачности среды под действием интенсивных потоков эл.-магн. излучения. В большинстве случаев П. э. обусловлен уменьшением резонансного поглощения в веществе и, следовательно, проявляется лишь в определённой, часто весьма узкой области спектра.

Имеется неск. разл. физ. механизмов просветления. Наиб. распространённый из них — перераспределение населённостей квантовых уровней молекул вещества под действием резонансного излучения. Простейшим вариантом такого перераспределения является *насыщения эффект*. В этом случае с увеличением интенсивности падающего эл.-магн. излучения населённости нижнего и верхнего уровней резонансного перехода выравниваются, что ведёт к выравниванию скоростей поглощения и вынужденного испускания. В результате поглощаемая мощность стремится к пределу, определяемому только скоростью релаксац. процессов, связанных с передачей энергии окружающей среде (спонтанное испускание на резонансном переходе, излучат. и безызлучат. переходы на др. энергетич. уровни). При дальнейшем увеличении интенсивности поглощение уже не увеличивается, а следовательно доля мощности эл.-магн. волны, поглощённая средой, уменьшается; среда становится прозрачной. Просветление вследствие насыщения имеет место как в поле непрерывного излучения, так и в поле импульсов, длительность к-рых существенно превышает время поперечной релаксации T_2 (см. *Двухуровневая система*).

В общем случае следствием перераспределения населённостей является уменьшение поглощения как эл.-магн. волны, вызывающей это перераспределение (эффект самопросветления), так и др. потоков излучения с частотами, резонансными квантовым переходам, для к-рых результирующая разность населённостей уровней также уменьшается. Напр., насыщению одного из переходов, как правило, сопутствует П. э. на переходах, имеющих общий нижний уровень с насыщаемым.

В конденсиров. средах под действием интенсивного излучения при межзонном поглощении происходит опустошение уровней энергии вблизи потолка валентной зоны и заполнение уровней вблизи дна зоны проводимости. В этом случае П. э. имеет характер сдвига полосы поглощения в КВ-область. При этом возможно появление даже усиления в нек-ром интервале частот вследствие образования инверсной населённости. Такой механизм характерен, в частности, для цветных стёкол. Именно этим механизмом просветления объяснён С. И. Вавиловым (1923) эффект уменьшения поглощения света урановым стеклом при увеличении интенсивности проходящего света. Сходное поведение поглощения обнаруживается и для электронно-колебат. полос сложных молекул.

Просветление среды в области резонансного поглощения может быть связано со штарковским сдвигом частоты квантового перехода в поле эл.-магн. волны (см. *Штарка эффект*). Кроме того, причиной П. э. могут явиться также фотофиз. и фотохим. превращения в среде под действием падающего излучения (*фотоионизация*, фотодиссоциация, хим. реакции), приводящие к уменьшению общего числа частиц, поглощающих на заданной частоте.

Иной характер имеет П. э. в поле коротких импульсов, длительность к-рых меньше времён релаксации резонансного перехода. В этом случае возможен т. н. эффект *самоиндуцированной прозрачности*, когда вследствие когерентности взаимодействия энергия, поглощаемая веществом на передней части импульса, полностью возвращается импульсу на его заднем фронте.

Все перечисленные механизмы могут вызывать П. э. и при *многофотонном поглощении*. Кроме того, в этом случае возможно просветление вследствие нелинейной интерференции разл. процессов возбуждения. Напр., возбуждение перехода при трёхфотонном поглощении излучения с частотой ω может быть подавлено действующим в противофазе процессом однофотонного возбуждения в поле излучения на частоте третьей гармоники 3ω. При этом «выключается» как трёхфотонное, так и однофотонное поглощение. Аналогичные эффекты возникают и при двухфотонном поглощении. П. э. такой природы наз. интерференционным (иногда — параметрическим) просветлением.

Матем. описание П. э. зависит от механизма просветления, а также от спектральных и временных характеристик излучения. При однофотонном поглощении монохроматич. излучения П. э. описывается ур-нием

$$\frac{dI}{dz} = -k(I)I,$$

где I — интенсивность волны в точке z, $k(I)$ — показатель поглощения, зависящий от интенсивности. Вид ф-ции $k(I)$ определяется конкретным физ. механизмом просветления и характером уширения линий (или

полос) поглощения. Напр., если П. в. обусловлен насыщением и линия поглощения уширена однородно, то $k(I) = k_0/(1 + \alpha I)$; здесь k_0 — показатель поглощения, к-рый фигурирует в законе Бугера (см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*), α — константа насыщения.

П. з. играет большую роль в *квантовой электронике* и *нелинейной оптике*: ячейки с просветляющимся веществом используются для т. н. пассивной модуляции добротности и синхронизации мод *лазеров*, формирования коротких импульсов в лазерных усилителях и т. п. П. з. в газовых средах, помещённых в резонатор лазера и обладающих доплеровски уширенной линией поглощения на частоте генерации, используется для стабилизации частоты и сужения линий генерации. В *нелинейной спектроскопии* наблюдение П. з. в неоднородно уширенных линиях поглощения является одним из методов регистрации спектров с высоким разрешением.

Лит.: Маныкин Э. А., Афанасьев А. М., Об одной возможности «просветления» среды при многоквантовом резонансе, «ЖЭТФ», 1967, т. 52, с. 1246; Анищин В. И. и др., К теории сложения частот в резонансных условиях, «Квантовая электроника», 1976, т. 3, с. 330; Краснинов В. В., Пшеничников М. С., Соломатин В. С., Параметрическое просветление среды при резонансном четырехволновом взаимодействии, «Письма в ЖЭТФ», 1986, т. 43, с. 115; см. также лит. при ст. *Нелинейная оптика*.

К. Н. Драбович.

ПРОСВЕЧИВАЮЩИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — см. *Электронный микроскоп*.

ПРОСТАЯ ВОЛНА (волна Римана) — волна, каждая точка профиля к-рой распространяется с пост. скоростью u, зависящей от значения волнового поля ψ в этой точке. Такие процессы характерны для нелинейных сред без дисперсии (см. *Волны*). Одномерная П. в. описывается выражением

$$\psi = F[x - u(\psi)t], \qquad (1)$$

где F — нек-рая ф-ция, определяемая начальным условием. На плоскости переменных x, t значение ψ в П. в. сохраняется на прямых

$$x - u(\psi)t = \text{const}, \qquad (2)$$

наз. характеристиками. Различным зависимостям $u(\psi)$ соответствуют несколько типов П. в. Если u не зависит от ψ (линейное приближение), то П. в. распространяется без изменения формы. В общем же случае профиль П. в. деформируется.

Пример — движение сжимаемого газа, возбуждаемое поршнем в трубе. В газе существуют две П. в., распространяющиеся со скоростями $u_\pm = v \pm c$, где v — скорость частиц, а c — местная скорость звука, зависящая от плотности в данной точке профиля волны. Если поршень выдвигается из трубы, то в ней возникает П. в. разрежения в виде расширяющихся по координате x перепадов давления, плотности, скорости частиц и т. д. Если же поршень вдвигается в трубу ускоренно с дозвуковой скоростью, то перед ним распространяется П. в. сжатия, к-рая непрерывно сокращается, вплоть до образования участка с бесконечной крутизной профиля, что соответствует пересечению характеристик (рис.). В дальнейшем в волне (1) должна бы

Эволюция скорости частиц в волне, возникающей при ускоренном вдвигании поршня (*а*); штриховкой обозначено положение поршня в последовательные моменты времени. Соответствующий вид (*б*) характеристики на плоскости x, t; α — траектория поршня, x_* и t_* — координата и момент образования разрыва.

ла бы образоваться неоднозначность — «перехлёст» или «опрокидывание» волны сжатия, но в данном примере это не имеет физ. смысла. На самом деле исходные ур-ния динамики идеального газа, из к-рых следует решение (1), становятся непригодными в области резких изменений состояния, и в результате вместо неоднозначности возникает резкий скачок параметров — *ударная волна*, в к-рой существенную роль играют диссипативные процессы (вязкость и теплопроводность среды). Движение за фронтом ударной волны уже не будет П. в. из-за отражений возмущений от фронта скачка; лишь при достаточно малой его интенсивности отражения пренебрежимо малы (см. *Нелинейная акустика*).

В П. в. возмущения разл. величин являются ф-циями друг друга; эта связь выражается инвариантами Римана $J_\pm$; в каждой из П. в. один из инвариантов постоянен. Малые возмущения величин $J_\pm$ распространяются в среде только вдоль характеристик (2). В *газовой динамике* имеются два инварианта Римана $J_\pm = u \pm \int (c/\rho)d\rho$. В случае идеального политропного газа, характеризуемого показателем *политропы* γ, $J_\pm = v \pm 2c/(\gamma - 1)$.

Понятие П. в. применяется и к стационарным двумерным движениям (напр., плоским течениям газа), тогда в ф-лах (1) и (2) вместо x и t аргументами служат координаты x и y.

Движение среды вблизи границы с областью пост. течения (без разрыва на границе) есть П. в.

Аналогичными свойствами обладают П. в. в др. физ. системах. Однако распространение волны сжатия не всегда приводит к образованию ударной волны в виде монотонной «ступеньки». В общем случае на участках большой крутизны профиля вступает в силу не только диссипация, но и дисперсия, к-рая приводит к появлению осцилляций. Так в эл.-магн. системах (плазме, эл.-магн. линиях с ферритом) возникает ударный перепад с осцилляциями, а в отсутствие потерь — система *солитонов*. В ряде случаев образование неоднозначности («перехлёст») имеет реальный физ. смысл. Так, если u — скорость объектов, движущихся с пост. скоростями без взаимодействия (кинематич. волны), напр. частиц в разреженном пучке, то «перехлёст» означает просто обгон одних объектов другими.

Ф-лой (1) может быть описано поведение частоты в частотно-модулированной волне, распространяющейся в среде с дисперсией (тогда u — групповая скорость), или компонент волнового вектора в двумерной геометрич. оптике; в последнем случае прямые (1) соответствуют лучам, а их пересечение — образованию *каустик* или *фокусов*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Курант Р., Фридрихс К., Сверхзвуковое течение и ударные волны, пер. с англ., М., 1950; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1975; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

Л. А. Островский.

ПРОСТАЯ ФОРМА КРИСТАЛЛА — совокупность симметрично-эквивалентных плоскостей (граней многогранника), к-рые можно получить из одной с помощью операций симметрии, свойственных точечной группе

Простые формы низших сингоний: *1* — моноэдр; *2* — пинакоид; *3* — диэдр плоскостной (дома); *4* — диэдр осевой (сфеноид); *5* — ромбическая призма; *6* — ромбический тетраэдр; *7* — ромбическая пирамида; *8* — ромбическая дипирамида. Формы *1—4* и *7* — открытые многогранники.

симметрии кристалла. П. ф. к. могут иметь только 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24 и 48 граней. Существует 47 П. ф. к., названия к-рых даются по ряду признаков: числу граней, их очертанию и др. (рис.).

Различают общие и частные П. ф. к. Частная П. ф. к. получается, если исходная грань параллельна или перпендикулярна осям или плоскостям симметрии или пересекает их под одинаковыми углами. Общая П. ф. к. получается, когда исходная грань задана в общем положении относительно элементов симметрии.

Все грани П. ф. к. при росте кристалла имеют одинаковую скорость роста.

Лит.: Современная кристаллография, т. 1, М., 1979.

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ДИСПЕ́РСИЯ — см. *Дисперсия пространственная.*

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ИНВЕ́РСИЯ — операция зеркального отражения пространственных координатных осей. С инвариантностью теории относительно П. и. в квантовой механике и в квантовой теории поля связано понятие *чётности.*

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ КОГЕРЕ́НТНОСТЬ волнового поля — одна из его характеристик, определяющая статистич. связь, корреляцию между параметрами поля в разных точках пространства.

П. к. лазерного пучка определяет статистич. связь между значениями поля не в произвольных точках пространства, а в разных точках поперечного сечения пучка. Вдоль направления распространения лазерного пучка статистич. связь определяется временно́й *когерентностью* излучения. Спонтанные шумы, возбуждение многих поперечных мод приводят к тому, что поперечная пространственная структура лазерных пучков становится случайной, а их поле излучения оказывается не полностью когерентным в пространстве. Вместе с тем масштаб поперечных корреляций лазерного излучения (поперечный радиус когерентности, радиус корреляции) значительно превосходит соответствующий масштаб нелазерных источников излучения. По величине отношения значений радиуса корреляции к радиусу пучка лазерного излучения различают два предельных случая излучения: многомодового по поперечным индексам и одномодового.

Многомодовые лазерные пучки. В случае возбуждения большого числа N поперечных мод со статистически независимыми фазами пространственная статистика лазерных пучков близка к гауссовой. При этом поперечная пространственная корреляц. ф-ция, ф-ция взаимной когерентности, определяемая выражением

$$\Gamma(r+s,r)=\langle E(r,z,t)E^*(r+s,z,t)\rangle=$$
$$=\sum_{m,n}|A_{mn}|^2\psi_{mn}(r,z)\psi^*_{m,n}(r+s,z), \qquad (1)$$

похожа на корреляц. ф-цию δ-коррелированного излучения, дифрагированного на круглом отверстии. В выражении (1) $E(r,z,t)$ — комплексная напряжённость электрич. поля, действительная часть — $\mathrm{Re}E(r,z,t)$, A_{mn} — амплитуда моды с поперечными индексами m и n, $\psi_{mn}(r,z)$ — модовая ф-ция, $|\psi_{mn}(r,z)|^2$ описывает распределение интенсивности моды в поперечном сечении. Направление оси z совпадает с направлением распространения лазерного пучка, двумерный вектор r лежит в плоскости, перпендикулярной оси z. На рис. 1 изображена нормированная корреляц. ф-ция (1), т. е. степень П. к.

$$\gamma(r+s,r)=\Gamma(r+s,r)/\Gamma(r,r)\Gamma(r+s,r+s),$$

для случая $r=0$ и разл. числа поперечных мод. Значение радиуса корреляции, определённого, напр., по уровню 0,5 от макс. значения $|\gamma(s,0)|$, равного единице, существенно зависит от геометрии резонатора и числа поперечных мод N. Так, для многомодовых лазерных пучков, возбуждаемых в резонаторе с плоскими прямоугольными зеркалами, радиус корреляции $r_{\text{кп}}\approx d/N$, где $2d$ — размер зеркала вдоль измеряемого направления. В случае сферич. резонатора с круглыми зеркалами $r_{\text{кс}}\approx\sqrt{3a(z)/N}$, где $a(z)$ — радиус низшей моды на расстоянии z от перетяжки пучка. Последняя зависимость радиуса корреляции получила эксперим. подтверждение. Кроме того, значение радиуса корреляции $r_{\text{кс}}$ увеличивается к краю лазерного пучка, т. е. многомодовые лазерные пучки, возбуждаемые в сферич. резонаторах, являются ствтистически неоднородными. Для числа мод $N=10^4$ отношение $r_{\text{к}}/a\approx 10^{-2}$, поэтому, если радиус пучка составляет 1—10 мм, радиус корреляции оказывается равным 10—100 мкм. При наличии неоднородностей в активной лазерной среде даже для плоского резонатора более адекватной оказывается модель сферич. резонатора.

Одномодовые лазерные пучки; предельная П. к. и стохастическое блуждание пучка. При генерации лишь осн. поперечной моды TEM_{00} (индексы $m=n=0$) усиление в лазере достаточно для компенсации потерь, состоящих из потерь в среде, на излучение и дифракционных. Однако этого усиления недостаточно для компенсации потерь на высших модах, поскольку с увеличением номера поперечного индекса m и (или) n дифракц. потери растут. Спонтанное излучение усиливающей среды не только является затравкой для возбуждения осн. моды, но и поддерживает на определённом уровне интенсивность подпороговых высших мод. Вследствие излучения последних П. к. одномодовых лазерных пучков не является полной. Но в пределах ширины пучка степень П. к., напр. для излучения гелиево-неоновых лазеров, отличается от 1 не более чем на $10^{-4}-10^{-6}$ (рис. 2). Осн. влияние на предельную степень П. к. моды TEM_{00} оказывают ближайшие подпороговые высшие моды, т. е. моды с поперечными индексами $m=0$, $n=1$ и $m=1$, $n=0$. Для мод сферич. резонатора

$$\psi_{00}(s)=\exp\left(-s^2/a_0^2\right),\quad \psi_{10}(s)=2(s/a_0)\exp\left(-s^2/a_0^2\right)$$

и значений $r\{0,0\}$, $s\{s,0\}$ степень П. к.

$$\gamma(s,0)=1-{}^1/_2\epsilon f(s)=1-2\epsilon(s/a_0)^2, \qquad (2)$$

где

$$\epsilon=\langle|A_{10}(t)|^2\rangle/|A_{00}|^2,\ f(s)=\psi^2_{10}(s)/\psi^2_{00}(s).$$

Величина ϵ представляет собой отношение макс. интенсивностей подпороговой моды и осн. моды:

$$\epsilon=\frac{\alpha(\omega_0)u(1-R^2)\hbar\omega_0}{8(q_{10}-q_{00})P}\cdot\frac{N_2}{N_2-(g_0/g_1)N_1}. \qquad (3)$$

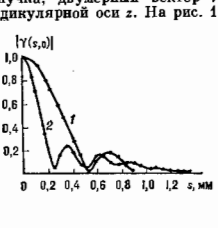


Рис. 1. Модуль степени пространственной когерентности излучения твердотельного лазера для N поперечных мод: 1 — для $N=830$; 2 — для $N=10^4$.

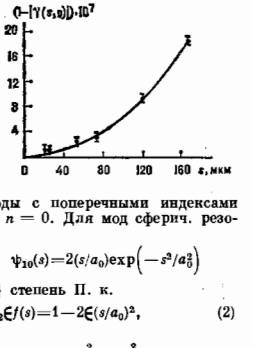


Рис. 2. Зависимость 1 — $1-|\gamma(s,0)|$ в одночастотном режиме генерации лазера ЛГ-159 ($\lambda=633$ нм): точки — экспериментальные данные, кривая — теоретическая.

Здесь $\alpha(\omega_0)$ и u — коэф. усиления и групповая скорость на частоте ω_0 осн. моды, $\hbar$ — *Планка постоянная*, q_{mn} — дифракц. потери на соответствующей моде, R — коэф. отражения по амплитуде выходного зеркала; N_1, N_2 — населённости нижнего и верхнего уровней усиливающей среды, q_j — параметр вырождения уровня, P — мощность излучения через выходное зеркало. Из (3) видно, что значение ϵ обратно пропорц. разности дифракц. потерь ($q_{10} - q_{00}$), излучаемой мощности P, разности населённостей рабочих уровней.

Др. интерпретация следствия подпорогового возбуждения высших мод (т. е. не полной П. к.) — стохастич. блуждание центра осн. моды. Дисперсия этого блуждания

$$\sigma^2 = \langle (\delta s)^2 \rangle = \epsilon a_0^2. \qquad (4)$$

При радиусе пучка $a_0 = 0{,}3$ мм значение $\sigma = 0{,}5$ мкм (рис. 2). С ростом мощности излучения величина σ уменьшается как $P^{-1/5}$ и может быть ≈ 10 нм.

С неполной П. к. можно также связать естеств. угл. расходимость θ_e, обусловленную спонтанным излучением лазера:

$$\left\langle \theta_e^2 \right\rangle = -k_0^2 d^2\gamma(s,0)/ds^2 \Big|_{s=0}. \qquad (5)$$

При этом дисперсия случайного блуждания

$$\sigma^2 = \frac{1}{4}\left(k_0 a_0\right)^2 \left\langle \theta_e^2 \right\rangle. \qquad (6)$$

Соотношения (5), (6) дают общую связь между неполной П. к., стохастич. блужданием и естеств. угл. расходимостью лазерного пучка. Выражения (4), (6) в совокупности с (3) можно рассматривать как некий пространственный аналог ф-лы Шавлова — Таунса для естеств. ширины линии одночастотного лазерного излучения.

Неполная П. к. одномодового лазерного пучка (или естеств. угл. расходимость, или стохастич. блуждание), обусловленная принципиально не устранимыми флуктуациями — спонтанным излучением лазера, влияет, очевидно, на разрешающую способность и информативность систем оптич. записи и считывания информации.

Лит.: Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Ахманов С. А., Чиркин А. С., Белинский А. В., Предельная пространственная когерентность лазерного излучения, «УФН», 1993, т. 163, № 3.

А. С. Чиркин.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕШЁТКА — бесконечная совокупность точек (узлов), расположенных по вершинам равных параллелепипедов, сложенных равными гранями и заполняющих пространство без промежутков; простейшая схема строения кристалла. Параллелепипеды П. р. преобразуются друг в друга преобразованиями из группы конечных переносов (трансляций). См. *Браве решётки*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ — воздействие на структуру потока излучения с целью придания желаемых свойств (напр., малой расходимости) либо обработки переносимой этим потоком информации (см. *Оптическая обработка информации*). В оптич., ИК- и ближнем УФ-диапазонах используются фокусирующие элементы для создания пространственных фильтров, к-рые осуществляют эфф. и разнообразное управление пространственным спектром излучения. В рентг. и др. КВ-диапазонах фокусирующие линзы и зеркала отсутствуют, для выделения узкого коллимированного пучка в этих диапазонах применяются набор последовательно установленных экранов с расположенными на одной линии отверстиями в них.

Чаще всего П. ф. сводится к преобразованию фурье-спектра двумерного распределения поля по сечению светового пучка. Кроме разложения волны в фурье-спектр применяются и иные виды разложений (напр., с помощью преобразования Френеля), но значительно реже.

Фурье-фильтрация используется во многих традиц. методах исследования объектов, непосредств. наблюдение к-рых по тем или иным причинам невозможно или затруднено. Стандартная схема оптич. систем с фурье-фильтрацией приведена на рис. Близкий к параллельному пучок света от лазера либо от иного малого источника света *1*, помещённого в фокальной плоскости коллимирующей линзы *2*, проходит через исследуемый объект *3* и попадает в фурье-фильтр, состоящий из двух положительных софокусных линз *4* и *6* и расположенного в их общей фокальной плоскости фазово-амплитудного транспаранта *5*. В фокальной плоскости линзы *4* формируется фурье-образ распределения поля перед

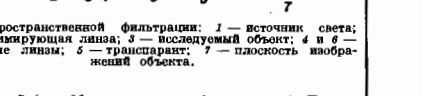


Схема пространственной фильтрации: *1* — источник света; *2* — коллимирующая линза; *3* — исследуемый объект; *4* и *6* — софокусные линзы; *5* — транспарант; *7* — плоскость изображений объекта.

этой линзой (см. *Матричные методы* в оптике). Транспарант осуществляет необходимое воздействие на спектр, линза *6* — обратное преобразование Фурье. Перевёрнутое изображение объекта находится в плоскости *7* на расстоянии $4f$ от него, где f — фокусное расстояние линз *4*, *6* (для простоты считаем их идентичными).

Если объект является самосветящимся (плазма, продукты взрыва) и его зондаж осуществляется с помощью излучения источника *1*, то для уменьшения засветки изображения собств. светом объекта используют транспарант в виде непрозрачного экрана с отверстием на оси, пропускающим весь поток зондирующего излучения. Для наблюдения мелких рассеивающих свет частиц и оптич. неоднородностей в прозрачных средах используют т. н. теневые методы, при к-рых перекрывают центр. часть сечения фокальной плоскости. В результате до системы регистрации доходит лишь рассеянный свет и распределение освещённости в плоскости *7* соответствует картине распределения неоднородностей (источников светорассеяния) в плоскости объекта.

Намного большая чувствительность к малым фазовым возмущениям достигается с помощью метода *фазового контраста* (метода Цернике). Прозрачный объект, являющийся источником возмущений, освещается идеальной плоской волной; после его прохождения распределение комплексной амплитуды волны приобретает вид $u \propto e^{i\varphi}$, где φ — зависящие от поперечных координат фазовые отклонения, к-рые и подлежат регистрации. Транспарант представляет собой прозрачную пластинку с таким утолщением (либо выемкой) в малой приосевой зоне, что между светом, проходящим через эту зону и через остальную часть сечения, создаётся разность хода $\lambda/4$.

При малых фазовых отклонениях φ величина $e^{i\varphi} \simeq \simeq 1 + i\varphi$; первому члену разложения соответствует плоская волна (с $u = \text{const}$), фокусируемая линзой в центр. часть транспаранта, второму — рассеянный свет, проходящий мимо центр. зоны. Введение фазового сдвига между этими компонентами приводит к тому, что после фильтра $u \simeq 1 + e^{i\pi/2}\, i\varphi = 1 - \varphi$, $|u^2| \simeq (1 - \varphi)^2 \simeq 1 - 2\varphi$. Т. о., фазовые искажения превращаются в вариации интенсивности, причём в отличие от теневых методов реакция здесь является линейной.

Если, оставив транспарант там же, поместить в плоскость *7* плоское зеркало, свет на обратном пути будет подвергаться аналогичному преобразованию и при подходе к объективной плоскости окажется, что $u \propto 1 + e^{i\varphi} \times \times i\varphi = 1 - i\varphi \propto e^{-i\varphi}$, т. е. реализуется *обращение волнового фронта*.

П. ф. применяется также для улучшения качества изображений, распознавания образов, осуществления их сортировки и т. п. Напр., используя транспарант в виде непрозрачного экрана с щелью, можно избавиться от полос на изображении, вызванных строчной развёрткой; частично или полностью подавив низкие пространственные частоты, можно осуществить «оконтуривание» изображений. Реализуемы фильтры, резко снижающие дефекты изображения, вызванные расфокусировкой при фотографировании; фильтры, отмечающие яркими точками в плоскости изображений местоположение к.-л. заданной буквы в служащем объектом напечатанном тексте, и т. д. Следует, однако, иметь в виду, что распознавание образов резко затрудняется, если неизвестны заранее масштабы и ориентировка изображений соответствующих объектов.

При высококогерентных источниках света успешно используются эфф. фильтры самого разного назначения, изготовленные на основе методов *голографии* (см. *Голографическое распознавание образов*). Можно создать фильтры, воздействующие и на амплитуду, и на фазу отд. фурье-компонент с участием *голограмм*, осуществляющих лишь амплитудную модуляцию падающего на них света (метод Люгта).

Реально производимая П. ф. нередко заменяется эквивалентной ей матем. обработкой результатов измерений световых полей (при необходимости — с воссозданием рассчитанных откорректиров. изображений).

Лит.: Гудмен Дж., Введение в фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970; Передача и обработка информации голографическими методами, М., 1978; Юу Ф. Т. С., Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию, пер. с англ., М., 1979. *Ю. А. Ананьев.*

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ЧАСТОТА́ — аналог обычной частоты при задании физ. величины в виде ф-ции не времени, а координаты; имеет размерность $см^{-1}$. Понятие П. ч. очень часто используется в оптике для оценки способности систем оптич. информации передавать информацию об объекте.

Для примера рассмотрим наиб. простой случай одномерного пропускающего объекта — дифракц. решётки, ф-ция пропускания к-рой

$$\tau(\xi)=\tau_0+\tau\cos\frac{2\pi}{T}\xi, \qquad (*)$$

где ξ — координата в плоскости объекта, τ_0 — ср. амплитудное пропускание, τ — амплитуда изменения пропускания. При заданных значениях τ_0 и τ изменение свойств объекта можно однозначно задать, определив период изменения ф-ции $T = d = 1/f$. Здесь T — период ф-ции, равный расстоянию между ближайшими точками объекта в направлении ξ, в к-рых амплитудное пропускание одинаково, f — величина, обратная пространственному периоду, наз. П. ч. При описании дифракц. решётки с помощью П. ч. легко оценивается, напр., требуемая апертура объектива $D = 2\lambda fz$ (z — расстояние от решётки до главной плоскости линзы). Дифракц. решётка — синусоидальный одномерный объект; неснусоидальные одномерные объекты характеризуются набором (спектром) П. ч. В более общем двумерном случае объект можно рассматривать как результат наложения синусоидальных решёток, ориентированных произвольно. Тогда распределение поля $u(x,y)$ по сечению светового пучка (x, y — поперечные декартовы координаты)

$$u\ (x,\ y)=\int_{-\infty}^{\infty}\!\!\int F(f_x,f_y)\exp[2\pi i(f_x x+f_y y)]\,df_x df_y,$$

где $F(f_x,f_y)$ — фурье-образ этого распределения,

$$F(f_x,f_y)=\int\!\!\int u(x,y)\exp[-2\pi i(f_x x+f_y y)]\,dx\,dy.$$

f_x, f_y и есть пространственные частоты.

Лит. см. при ст. *Пространственная фильтрация.*

ПРОСТРА́НСТВЕННАЯ ЧЁТНОСТЬ — то же, что *Р-чётность*.

ПРОСТРА́НСТВЕННО-ВРЕМЕННА́Я СИММЕ́ТРИЯ — *симметрия* пространственно-временно́го континуума, в к-ром протекают физ. процессы. В основном П.-в. с.— это следствие изотропии и однородности пространства-времени, они проявляются в инвариантности (ковариантности) физ. систем, полей и ур-ний движения относительно преобразований координат, отвечающих вращениям или трансляциям вдоль направлений пространственно-временны́х осей. В *квантовой механике* и *квантовой теории поля* (КТП) существенную роль играют дополнительные, дискретные симметрии, связанные с отражениями пространственно-временны́х осей. С П.-в. с. связаны *сохранения законы*: из свойства изотропии пространства следует сохранение угл. момента, из однородности пространства-времени — сохранение 4-импульса. Дискретные симметрии приводят к сохранению *чётности*. Законы сохранения чётности являются приближёнными, но нет никаких указаний на приближённый характер непрерывных П.-в. с.

Группа П.-в. с. наз. *Пуанкаре группой*. Её генераторами в КТП являются 6 компонент антисимметричного тензора момента кол-ва движения $M_{\mu\nu}$ и 4 компоненты вектора импульса P_ν (μ, $\nu = 0,1,2,3$).

В КТП существует теоретич. возможность расширения пространственно-временно́го континуума за счёт включения $4N$ дополнительных веществ. антикоммутирующих координат, при этом группа Пуанкаре расширяется до группы простой ($N = 1$) или расширенной ($1 < N < 8$) суперсимметрии (см. *Суперсимметрия, Супергравитация*). Однако неясно, реализуется ли в природе эта возможность.

Существует глубокая связь между П.-в. с. и *внутренними симметриями*. Наиб. ярким примером такой связи является строгое сохранение CPT-чётности (при приближённом сохранении C- и PT-чётности; см. *Теорема CPT*). *М. В. Терентьев.*

ПРОСТРА́НСТВЕННОЕ КВАНТОВА́НИЕ — то же, что квантование момента количества движения: дискретность возможных его пространственных ориентаций относительно произвольно выбранной оси. См. *Квантовая механика.*

ПРОСТРА́НСТВЕННО-ОДНОРО́ДНАЯ КВАДРУПО́ЛЬНАЯ ФОКУСИРО́ВКА — фокусировка пучков заряж. частиц в *линейных ускорителях* или каналах транспортировки, обусловленная чередованием во времени направления квадрупольно-симметричного электрич. поля. Практич. разработка структур с П.-о. к. ф. началась в СССР в 1970 (за рубежом широко развернулась с 1979). До 70-х гг. в линейных ускорителях и каналах транспортировки была известна фокусировка частиц со знакопеременной пространственно-периодич. структурой, состоящей из статич. квадрупольных линз. Один из возможных пространственных периодов такой структуры показан на рис. 1 (u — пост. напряжение на электродах). В отличие от пространственно-периодич. фокусирующих структур, канал с П.-о. к. ф.

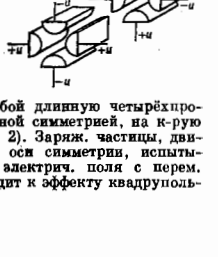


Рис. 1. Пространственно-периодический квадрупольный фокусирующий канал.

в принципе представляет собой длинную четырёхпроводную линию с квадрупольной симметрией, на к-рую подано ВЧ-напряжение (рис. 2). Заряж. частицы, движущиеся вдоль продольной оси симметрии, испытывают действие поперечного электрич. поля с перем. знаком градиента. Это приводит к эффекту квадруполь-

ной фокусировки в пространственно-однородной структуре. Направление сил, действующих на движущуюся частицу, в каждой из координатных плоскостей меняется на длине пути, соответствующей половине периода ВЧ-поля. Длина периода фокусировки составляет

Рис. 2. Пространственно-однородный квадрупольный фокусирующий канал.

$\beta\lambda$, где $\beta = v/c$, v — скорость частицы, λ — длина волны электрич. поля в свободном пространстве. Макс. градиент фокусирующего поля и первом приближении равен $2u_0/a^2$, где u_0 — амплитуда ВЧ-напряжения, a — мин. расстояние от оси до электрода.

В канале с П.-о. к. ф. может быть создана продольная ускоряющая компонента электрич. поля за счёт периодич. изменения потенциала вдоль продольной оси симметрии с периодом $\beta\lambda$, что позволяет использовать этот тип фокусировки в линейном ускорителе. Необходимое изменение потенциала возникает при периодич. модуляции расстояний с периодом $\beta\lambda$ между противостоящими электродами, если фазы модуляции для электродов с противоположными полярностями сдвинуты на 180°. Другими словами, когда расстояние между электродами, лежащими в горизонтальной плоскости, возрастает, то расстояние между электродами, лежащими в вертикальной плоскости, уменьшается. Амплитуда разности потенциалов на периоде ускорения $\beta\lambda/2$ в первом приближении составляет $u = 2Au_0$, где

$$A=(m^2-1)/[m^2I_0(ka)+I_0(mka)],$$

m — отношение макс. расстояния от оси симметрии до ближайшей точки электрода к минимальному, $k = 2\pi/\beta\lambda$, I_0 — модифициров. ф-ция Бесселя нулевого порядка. При модуляции формы электродов и заданном их мин. расстоянии от оси ускорителя сила фокусировки снижается примерно на 40—50%; появляется, как и при пространственно-периодич. фокусировке (см. *Квадрупольная фокусировка*), высокочастотный дефокусирующий эффект.

В линейных ускорителях с П.-о. к. ф. сила фокусировки не зависит от энергии частиц и от их фазы относительно ВЧ-поля. Все частицы фокусируются примерно одинаково. Это позволяет спец. образом использовать эффект *автофазировки*. В непрерывном пучке на входе ускорителя сгустки частиц следуют вплотную друг за другом, но по мере роста скорости частиц они раздвигаются, сохраняя приблизительно неизменные геометрич. размеры и, следовательно, пост. плотность пространственного заряда. Захват частиц в режим ускорения может достигать 95—97%, что вдвое выше лучших значений этого параметра в др. известных структурах. Линейные ускорители с П.-о. к. ф. могут работать при весьма низких нач. скоростях частиц. Но при малых нач. скоростях сохраняется высокое предельное значение тока пучка.

Эффект П.-о. к. ф. используется в инжекторах протонных и тяжелоионных синхротронов. Использование П.-о. к. ф. в линейных ускорителях дало возможность получить сильноточные пучки ионов, применяемые в ряде новых технологий: в создании высокопоточных нейтронных генераторов для радиац. материаловедения, связанного с проблемами термоядерных реакторов; формировании *сильноточных пучков* протонов для электроядерного метода «наработки» *ядерного горючего*, для уничтожения радиоактивных отходов АЭС; создании линейных ускорителей сверхтяжёлых малозарядных ионов для ионного термоядерного синтеза, создании малогабаритных генераторов мощных атомных пучков. Осн. трудности создания линейного ускорителя были связаны с низким коэф. захвата частиц и режим ускорения и с высокой энергией инжекции, при к-рой электростатич. предускорители теряли электрич. прочность.

В линейных ускорителях протонов и ионов H^- используются частоты и диапазоне 80—450 МГц. Для создания ВЧ-напряжения на четырёхпроводной линии в этом диапазоне применяются четырёхкамерные объёмные резонаторы разл. конструкции с продольной магн. волной.

В зависимости от типа иона и требуемых параметров пучка в линейных ускорителях тяжёлых ионов используются частоты в диапазоне 6—30 МГц. Разработаны резонансные структуры в виде четвертьволновых отрезков коаксиальной линии с разрезным внутр. стеблем; разработаны также резонансные структуры, содержащие сосредоточенные индуктивности.

В модулиров. четырёхпроводных линиях применяются преим. цилиндрич. электроды с периодически меняющимся диаметром или плоские электроды перем. длины, каждый из к-рых ограничен в сечении полукругом с постоянным по всей длине радиусом.

Область устойчивости поперечных колебаний частиц по координатам и импульсам на входе канала с П.-о. к. ф. изменяется с частотой перем. фокусирующего поля. Реализованы разл. методы согласования статич. пучка на входе канала с перем. областью устойчивости.

Лит.: Капчинский И. М., Теория линейных резонансных ускорителей, М., 1982, с. 130; Klein H., Development of the different RFQ accelerating structures and operation experience, «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1983, т. NS-30, № 4, p. 3313.

И. М. Капчинский.

ПРОСТРАНСТВЕННОПОДО́БНЫЙ ВЕ́КТОР в частной (специальной) и общей теории относительности — четырёхмерный вектор, сумма квадратов пространственных компонент к-рого больше квадрата его временно́й компоненты. П. в., имеющий начало в к.-н. точке четырёхмерного пространства-времени, лежит вне внутр. полостей *светового конуса* с вершиной в данной точке. Всегда существует система отсчёта, в к-рой временна́я компонента П. в. обращается в нуль, и у него остаются только пространственные компоненты. В *Минковского пространстве-времени* с метрич. тензором $(+1, -1, -1, -1)$ квадрат длины П. в. A отрицателен:

$$(A)^2 = A^\mu A_\mu = (A^0)^2 - A^2 < 0 \quad (\mu = 0,1,2,3).$$

Здесь A^0 — временна́я, $A^i (i = 1, 2, 3)$ — пространственная компоненты 4-вектора $[A = (A^1, A^2, A^3)]$. См. *Относительности теория*, *Тяготение*.

И. Д. Новиков.

ПРОСТРА́НСТВЕННЫЕ ГРУ́ППЫ СИММЕ́ТРИИ — группы симметрии, описывающие атомные структуры кристаллов. Представляют совокупность операций симметрии, включающую операции симметрии *точечных групп симметрии* и трансляции (параллельный перенос). Существует 230 П. г. с. Выведены в 1890 Е. С. Фёдоровым и независимо А. Шёнфлисом (A. Schoenflies), названы *фёдоровскими группами*. См. также *Симметрия кристаллов*.

ПРОСТРА́НСТВЕННЫЕ СИММЕ́ТРИИ — симметрии четырёхмерного пространства-времени, в к-ром осуществляются физ. явления. С однородностью и изотропностью пространства-времени связана инвариантность фундам. физ. законов относительно трансляций и вращений четырёхмерных систем координат, в к-рых эти законы формулируются. Группа таких преобразований наз. *Пуанкаре группой*. Подгруппа вращений в пространстве-времени наз. группой *Лоренца преобразований*. Следствием указанных симметрий являются законы сохранения энергии-импульса и угл. момента.

Существует также симметрия относительно отраже-

ний осей четырёхмерной системы относительно начала координат. В отличие от трансляций и вращений, эта симметрия не является точной. Соответствующий ей закон сохранения чётности (см. *Чётность*) нарушается в слабых взаимодействиях.

В квантовой теории полл (КТП) существует глубокая, по ещё не понятая до конца связь между П. с. и *внутренними симметриями*. Наиб. ярким примером такой связи являются *теорема CPT* и тот факт, что *CP-чётность* сохраняется с большей точностью, чем пространственная чётность (*P-чётность*). Другой пример: нек-рые модели КТП формулируются в пространстве с числом измерений, большим четырёх. При этом многие внутр. симметрии в «нашем» четырёхмерном пространстве являются следствием П. с. в пространстве большего числа измерений. *М. В. Терентьев.*

ПРОСТРА́НСТВЕННЫЙ ЗАРЯ́Д (объёмный заряд) — электрич. заряд q, распределённый в объёме V так, что его плотность $\rho = dq/dV$ конечна. П. з. определяет пространственное распределение потенциала φ и напряжённости поля E согласно *Пуассона уравнению*, к-рое для среды с постоянной диэлектрич. проницаемостью ε можно записать так: $\Delta\varphi = \mathrm{div}E = -4\pi\rho/\varepsilon$. П. з. образуется, когда локальные концентрации положит. и отрицат. носителей заряда взаимно не компенсируются, а это в свою очередь связано с различием в механизмах образования заряж. частиц разного знака и различием в скоростях ухода таких частиц на границы объёма. Плотность П. з. $\rho = e\Sigma Z_i n_i$, где n_i — концентрация и $Z_i e$ — заряд носителей данного i-го сорта; Z_i имеет знак носителя, так что для электрона или одновалентного отрицат. иона $Z = -1$.

Поскольку свободные электрич. заряды не могут образовать объёмную статически равновесную систему (см. *Ирншоу теорема*), реальные условия возникновения П. з. связаны обычно с процессом прохождения тока. П. з. образуются вблизи электродов при прохождении тока через электролит, на границе двух полупроводников с разл. проводимостью, в вакууме вблизи эмитирующего электроны катода, в газовом разряде вблизи электродов, стенок, в местах с резким изменением поперечного сечения. Образованию П. з. способствует наличие в среде носителей заряда с разными коэф. диффузии. Напр., в плазме большой коэф. диффузии электронов по сравнению с положит. ионами приводит к возникновению избыточного положит. заряда и, как следствие,— направленного из плазмы поля. Под действием этого поля диффузия электронов замедляется, в результате макроскопич. диффузионные потоки ионов и электронов выравниваются (*амбиполярная диффузия*). П. з. экранирует и внешнее электрич. поле, приложенное к плазме, препятствуя его проникновению в плазму. Вследствие такой экранировки характерная глубина проникновения электрич. поля в плазму порядка *дебаевского радиуса экранирования*. Этот эффект определяет также значение *диэлектрической проницаемости* плазмы, к-рое меньше соответствующего значения в вакууме.

Образование П. з. определяет распределение потенциала и вид *вольт-амперных характеристик* при прохождении тока в вакууме и отд. областях газового разряда. Плотность П. з. зависит от плотностей тока j_i и скоростей u_i соответствующих носителей заряда. Т. к. ток направлен от большего потенциала к меньшему, то, поннмая под j_i абс. величину плотности тока и учитывая знак u_i, можно написать $\rho = -\Sigma j_i/u_i$. При движении электронов в вакууме с нулевой нач. скоростью на катоде скорость u_i задаётся пройденной разностью потенциалов, так что для одномерной задачи

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 4\pi j\left(\frac{2e\varphi}{m}\right)^{-1/2},$$

где m — масса электрона. Интегрирование этого ур-ния при нач. условиях $\varphi = 0$ и $E = 0$ при $x = 0$ приводит к зависимости $\varphi \backsim x^{4/3}$ и к вольт-амперной характеристике, определяемой «законом 3/2» (см. *Ленгмюра формула*).

Решение аналогичной задачи для положит. ионов в газе зависит от характера движения ионов (см. *Подвижность* электронов и ионов). В слабых полях $u \backsim E$, в сильных $u \backsim E^{1/2}$. В первом случае получается $j \backsim \varphi_a^2$, во втором $j \backsim \varphi_a^{3/2}$. Поля, создаваемые П. з. в газе, определяют многие важные свойства разряда (временной ход развития разряда, образование *стримеров*, плазменные колебания и пр.). Образование П. з. влияет на нарастание электронной лавины, распространяющейся в газе высокого давления. В этом случае при превышении определённого числа зарядов в лавине ($\sim 10^8$) П. з. ионов, поле к-рого направлено противоположно внеш. электрич. полю, частично экранирует его и тем самым снижает эффективность размножения носителей в лавине и уменьшает скорость её распространения (см. *Лавина электронная*).

П. з., возникающий при распространении пучка электронов через вакуум, служит причиной угл. расходимости пучка. В результате магн. взаимодействия электронов пучка эффект расходимости с ростом энергии электронов пучка уменьшается. При распространении электронного пучка в газе расходимость также уменьшается в связи с экранирующим действием П. з. положит. ионов.

Поскольку ρ определяется алгебраич. суммой зарядов разных носителей, наличие в объёме зарядов противоположных знаков может привести к частичной или полной компенсации П. з. Примерами могут служить плазма, в к-рой концентрации ионов и электронов почти равны, и прикатодная область в разряде с накалённым катодом, где положит. ионы практически компенсируют заряд электронов, благодаря чему падение потенциала в таком разряде невелико и почти не зависит от тока.

Ур-ние Пуассона, применяющееся в указанных выше случаях, предполагает, что П. з. распределён непрерывно по всему рассматриваемому объёму. В действительности поле П. з. складывается из полей отд. носителей. Поэтому приведённые зависимости φ и E есть величины, усреднённые для областей, линейные размеры к-рых велики по сравнению со средним расстоянием между носителями, т. е. с длиной порядка $(\Sigma n_i)^{-1/3}$. Хаотически меняющиеся во времени локальные поля должны вычисляться непосредств. наложением полей отд. носителей с учётом их статистич. распределения.

Лит.: Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.— Л., 1950; Ретер Г., Электронные лавины и пробой в газах, пер. с англ., М., 1968; Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б., Теория искры, М., 1975; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

Л. А. Сена, А. В. Елецкий.

ПРОСТРА́НСТВО И ВРЕ́МЯ в физике определяются в общем виде как фундам. структуры координации материальных объектов и их состояний: система отношений, отображающая координацию сосуществующих объектов (расстояния, ориентацию и т. д.), образует пространство, а система отношений, отображающая координацию сменяющих друг друга состояний или явлений (последовательность, длительность и т. д.), образует время. П. и в. являются организующими структурами разл. уровней физ. познания и играют важную роль в межуровневых взаимоотношениях. Они (или сопряжённые с ними конструкции) во многом определяют структуру (метрическую, топологическую и т. д.) фундам. физ. теорий, задают структуру эмпирич. интерпретации и верификации физ. теорий, структуру операциональных процедур (в основе к-рых лежат фиксации пространственно-временных совпадений в измерит. актах, с учётом специфики используемых физ. взаимодействий), а также организуют физ. картины мира. К такому представлению вёл весь историч. путь концептуального развития.

В наиб. архаичных представлениях П. и в. вообще не вычленялись из материальных объектов и процессов природы (в к-рой достаточно мирно уживались как естественные, так и сверхъестественные персонажи): разл. участки территории обитания наделялись разл. положит. и отрицат. качествами и силами в зависимости от присутствия на них разл. сакральных объектов (захоронения предков, тотемы, храмы и т. д.), а каждому движению было сопричастно своё время. Время также членилось на качественно разл. периоды, благоприятные или зловредные по отношению к жизнедеятельности древних социумов. Ландшафт и календарные циклы выступали запечатлённым мифом. В дальнейшем развитии мифологич. картина мира стала функционировать в рамках циклич. времени; будущее всегда оказывалось возрождением сакрального прошлого. На страже этого процесса стояла жёсткая идеология (обряды, запреты, табу и т. д.), принципами к-рой нельзя было поступиться, ибо они были призваны не допускать никаких новаций в этот мир вечных повторений, а также отрицали историю и историч. время (т. е. линейное время). Такие представления можно рассматривать как архаичный прообраз модели неоднородного и неизотропного П. и в. Учитывая, что развитая мифология пришла к представлению о членении мира на уровни (первоначально на Небо, Землю и Подземный мир, с последующим выяснением «тонкой структуры» двух крайних уровней, напр. седьмое небо, круги ада), можно дать более ёмкое определение П. и в. мифологич. картины мира: цикличн. структура времени и многослойный изоморфизм пространства (Ю. М. Лотман). Естественно, это всего лишь совр. реконструкция, в к-рой П. и в. уже абстрагированы от материальных объектов и процессов; что же касается человеческого познания, то оно к подобному абстрагированию пришло не в архаичной мифологии, а в рамках последующих форм обществ. сознания (монотеистич. религии, натурфилософия и т. д.).

Начиная с этого момента, П. и в. получают самостоят. статус в качестве фундам. фона, на к-ром разворачивается динамика природных объектов. Такие идеализированные П. и в. часто даже подвергались обожествлению. В античной натурфилософии происходит рационализация мифо-религиозных представлений: П. и в. трансформируются в фундам. субстанции, в первооснову мира. С этим подходом связана субстанциальная концепция П. и в. Таковы, напр., пустота Демокрита или топос (место) Аристотеля — это разл. модификации концепции пространства как вместилища («ящик без стенок» и т. д.). Пустота у Демокрита заполнена атомистич. материей, а у Аристотеля материя континуальна и заполняет пространство без разрывов — все места заняты. Т. о., аристотелево отрицание пустоты не означает отрицания пространства как вместилища. Субстанциальная концепция времени связана с представлением о вечности, некой неметризованной абс. длительности. Частное эмпирич. время рассматривалось как движущийся образ вечности (Платон). Это время получает числовую оформленность и метризуется с помощью вращения неба (или иных, менее универсальных, периодич. природных процессов) в системе Аристотеля; здесь время выступает уже не как фундам. субстанция, а как система отношений («раньше», «позже», «одновременно» и т. д.) и реализуется реляционная концепция. Ей соответствует реляционная концепция пространства как система отношений материальных объектов и их состояний.

Субстанциальная и реляционная концепции П. и в. функционируют соответственно на теоретич. и эмпирич. (или умозрительном и чувственнопостигаемом) уровнях натурфилософских и естественнонауч. систем. В ходе человеческого познания происходит конкуренция и смена подобных систем, что сопровождается существенным развитием и изменением представлений о П. и в. Это достаточно чётко проявилось уже в античной натурфилософии: во-первых, в отличие от бесконечной пустоты Демокрита, пространство Аристотеля конечно и ограниченно, ибо сфера неподвижных звёзд пространственно замыкает космос; во-вторых, если пустота Демокрита является началом субстанциально-пассивным, лишь необходимым условием движения атомов, то эпос является началом субстанциально-активным и любое место наделено своей специфич. силой. Последнее характеризует динамику Аристотеля, на базе к-рой была создана геоцентрич. космологич. модель. Космос Аристотеля чётко разделён на земной (подлунный) и небесный уровни. Материальные объекты подлунного мира участвуют либо в прямолинейных естеств. движениях и движутся к своим естеств. местам (напр., тяжёлые тела устремляются к центру Земли), либо в вынужденных движениях, к-рые продолжаются, пока на них действует движущая сила. Небесный мир состоит из эфирных тел, пребывающих в бесконечном совершенном круговом естеств. движении. Соответственно в системе Аристотеля была развита матем. астрономия небесного уровня и качеств. физика (механика) земного уровня мира.

Ещё одно концептуальное достижение Древней Греции, к-рое определило дальнейшее развитие представлений о пространстве (и времени),— это геометрия Евклида, чьи знаменитые «Начала» были развиты в виде аксиоматич. системы и справедливо рассматриваются как древнейшая ветвь физики (А. Эйнштейн) и даже как космологич. теория [К. Поппер (K. Popper), И. Лакатос (I. Lakatos)]. Картина мира Евклида отлична от аристотелевой и включает в себя представление об однородном и бесконечном пространстве. Евклидова геометрия (и оптика) не только сыграла роль концептуальной основы классич. механики, определив такие фундам. идеализированные объекты, как пространство, абсолютно твёрдый (самоконгруэнтный) стержень, геометризованный световой луч и т. д., но и явилась плодотворным матем. аппаратом (языком), с помощью к-рого были разработаны основы классич. механики. Начало классич. механики и сама возможность её построения были связаны с коперниканской революцией 16 в., в ходе к-рой гелиоцентрич. космос предстал как единая конструкция, без деления на качественно отличные небесный и земной уровни.

Дж. Бруно (G. Bruno) разрушил ограничивающую небесную сферу, поместил космос в бесконечное пространство, лишил его центра, заложил основу однородного бесконечного пространства, в рамках к-рого усилиями блестящей плеяды мыслителей [И. Кеплер (I. Kepler), Р. Декарт (R. Descartes), Г. Галилей (G. Galilei), И. Ньютон (I. Newton) и др.] была развита классич. механика. Уровня систематич. разработки она достигла в знаменитых «Математических началах натуральной философии» Ньютона, к-рый разграничивал в своей системе два типа П. и в.: абсолютные и относительные.

Абсолютное, истинное, матем. время само по себе и по самой своей сущности, без всякого отношения к чему-либо внешнему, протекает равномерно и иначе называется длительностью. Абс. пространство по самой своей сущности, безотносительно к чему бы то ни было внешнему, остаётся всегда одинаковым и неподвижным.

Такие П. и в. оказались парадоксальными с точки врения здравого смысла и конструктивизма на теоретич. уровне. Напр., концепция абс. времени парадоксальна потому, что, во-первых, рассмотрение течения времени связано с представлением времени как процесса во времени, что логически неудовлетворительно; во-вторых, трудно принять утверждение о равномерном течении времени, ибо это предполагает, что существует нечто контролирующее скорость потока времени. Более того, если время рассматривается «без всякого отношения к чему-либо внешнему», то какой смысл может иметь предположение, что оно течёт неравномерно?

Если же подобное предположение бессмысленно, то какое значение имеет условие равномерности течения? Конструктивный смысл абсолютных П. и в. стал проясняться в последующих логико-матем. реконструкциях ньютоновой механики, к-рые получили своё относит. завершение в аналитич. механике Лагранжа [можно отметить также реконструкции Д'Аламбера (D'Alambert), У. Гамильтона (W. Hamilton) и др.], в к-рой был полностью элиминирован геометризм «Начал» и механика предстала как раздел анализа. В этом процессе на первый план стали выступать представления о законах сохранения, принципах симметрии, инвариантности и т. д., к-рые позволили рассмотреть классич. физику с единых концептуальных позиций. Была установлена связь осн. законов сохранения с пространственно-временной симметрией [С. Ли (S. Lie), Ф. Клейн (F. Klein), Э. Нётер (E. Noether)]: сохранение таких фундам. физ. величин, как энергия, импульс и угл. момент, выступает как следствие того, что П. и в. изотропны и однородны. Абсолютность П. и в., абс. характер длины и временных интервалов, а также абс. характер одновременности событий получили чёткое выражение в *Галилея принципе относительности*, к-рый можно сформулировать как принцип ковариантности законов механики относительно Галилея преобразований. Т. о., во всех инерциальных системах отсчёта равномерно течёт единое непрерывное абс. время и осуществляется абс. синхронизм (т. е. одновременность событий не зависит от системы отсчёта, она абсолютна), основой к-рого могли выступать лишь дальнодействующие мгновенные силы — эта роль в ньютоновой системе отводилась тяготению (*всемирного тяготения закон*). Однако статус дальнодействия определяется не природой гравитации, а самой субстанциальной природой П. и в. в рамках механич. картины мира.

От абс. пространства Ньютон отличал протяжённость материальных объектов, к-рая выступает как их осн. свойство и есть пространство относительное. Последнее является мерой абс. пространства и может быть представлено как множество конкретных инерциальных систем отсчёта, находящихся в относит. движении. Соответственно и относит. время есть мера продолжительности, употребляемая в обыденной жизни вместо истинного матем. времени,— это час, день, месяц, год. Относит. П. и в. постигаемы чувствами, но они являются не перцептуальными, а именно эмпирич. структурами отношений между материальными объектами и событиями. Следует отметить, что в рамках эмпирич. фиксации были вскрыты нек-рые фундам. свойства П. и в., не отражённые на теоретич. уровне классич. механики, напр. трёхмерность пространства или необратимость времени.

Классич. механика до конца 19 в. определяла осн. направление науч. познания, к-рое отождествлялось с познанием механизма явлений, с редукцией любых явлений к механич. моделям и описаниям. Абсолютизации были подвергнуты и механич. представления о П. и в., к-рые были возведены на «Олимп априорности». В философской системе И. Канта (I. Kant) П. и а. стали рассматриваться как априорные (доопытные, врождённые) формы чувственного созерцания. Большинство философов и естествоиспытателей вплоть до 20 в. придерживались этих априористских воззрений, однако уже в 20-х гг. 19 в. были развиты разл. варианты неевклидовых геометрий [К. Гаусс (C. Gauss), Н. И. Лобачевский, Я. Больяй (J. Bolyai) и др.], что связано с существенным развитием представлений о пространстве. Математиков давно интересовал вопрос о полноте аксиоматики евклидовой геометрии. В этом отношении наиб. подозрения вызывала аксиома о параллельных. Был получен поразительный результат: оказалось, что можно развить непротиворечивую систему геометрии, отказавшись от аксиомы о параллельных и допустив существование неск. прямых, параллельных данной и проходящих через одну точку. Представить себе такую картину крайне трудно, но учёные уже усвоили гносеологич. урок коперниканской революции — наглядность может быть связана с правдоподобностью, но не обязательно с истиной. Поэтому хотя Лобачевский и называл свою геометрию воображаемой, но поставил вопрос об эмпирич. определении евклидова или неевклидова характера физ. пространства. Б. Риман (B. Riemann) обобщил понятие пространства (куда как частные случаи вошли евклидово пространство и всё множество неевклидовых пространств), положив в его основу представление о метрике,— пространство есть трёхмерное многообразие, на к-ром можно аналитически задать разл. аксиоматич. системы, и геометрия пространства определяется с помощью шести компонент *метрического тензора*, заданных как ф-ции координат. Риман ввёл понятие *кривизны* пространства, к-рое может иметь положит., нулевое и отрицат. значения. В общем случае кривизна пространства не обязательно должна быть постоянной, а может меняться от точки к точке. На таком пути были обобщены не только аксиома о параллельных, но и др. аксиомы евклидовой геометрии, что привело к развитию неархимедовых, непаскалевых и др. геометрий, в к-рых пересмотру были подвергнуты многие фундам. свойства пространства, напр. его непрерывность, и т. д. Обобщению было подвергнуто также представление о размерности пространства: была развита теория N-мерных многообразий и стало возможным говорить даже о бесконечномерных пространствах.

Подобная разработка мощного матем. инструментария, существенно обогатившего представления о пространстве, сыграла важную роль в развитии физики 19 в. (многомерные фазовые пространства, экстремальные принципы и т. д.), для к-рой были характерны значит. достижения и в концептуальной сфере: в рамках термодинамики получило явное выражение [У. Томсон (W. Thomson), Р. Клаузиус (R. Clausius) и др.] представление о необратимости времени — закон возрастания *энтропии* (второе начало термодинамики), а с электродинамикой Фарадея — Максвелла в физику вошли представления о новой реальности — поле, о существовании привилегиров. системы отсчёта, к-рая неразрывно связана с материализов. аналогом абс. пространства Ньютона, с неподвижным эфиром и т. д. Однако неизмеримо более плодотворными оказались матем. новации 19 в. в революц. преобразованиях физики 20 в.

Революция в физике 20 в. ознаменовалась разработкой таких неклассич. теорий (и соответствующих физ. исследовательских программ), как частная (специальная) и общая теории относительности (см. *Относительности теория*, *Тяготение*), *квантовая механика*, *квантовая теория поля*, релятивистская космология и др., для к-рых характерно существенное развитие представлений о П. и в.

Теория относительности Эйнштейна была создана как электродинамика движущихся тел, в основу к-рой были положены новый принцип относительности (относительность обобщалась с механич. явлений на явления эл.-магн. и оптические) и принцип постоянства и предельности скорости света c в пустоте, не зависящей от состояния движения излучающего тела. Эйнштейн показал, что операциональные приёмы, с помощью к-рых устанавливается физ. содержание евклидова пространства в классич. механике, оказались неприменимыми к процессам, протекающим со скоростями, соизмеримыми со скоростью света. Поэтому он начал построение электродинамики движущихся тел с определения одновременности, используя световые сигналы для синхронизации часов. В теории относительности понятие одновременности лишено абс. значения и становится необходимым развить соответствующую теорию преобразования координат (x, y, z) и времени (t) при переходе от покоящейся системы отсчёта

и системе, равномерно и прямолинейно движущейся относительно первой со скоростью v. В процессе развития этой теории Эйнштейн пришёл к формулировке *Лоренца преобразований*:

$$x'=\frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}},\quad y'=y,\quad z'=z,\quad t'=\frac{t-vx/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.$$

Была выяснена необоснованность двух фундам. положений о П. и в. в классич. механике: промежуток времени между двумя событиями и расстояние между двумя точками твёрдого тела не зависят от состояния движения системы отсчёта. Поскольку скорость света одинакова во всех системах отсчёта, то от этих положений приходится отказаться и сформировать новые представления о П. и в. Если преобразования Галилея классич. механики основывались на допущении существования операциональных сигналов, распространяющихся с бесконечной скоростью, то в теории относительности операциональные световые сигналы обладают конечной макс. скоростью c и этому соответствует новый *закон сложения скоростей*, в к-ром в явной форме запечатлена специфика предельно быстрого сигнала. Соответственно сокращение длины и замедление времени носят не динамич. характер (как это представляли Х. Лоренц (H. Lorentz) и Дж. Фицджеральд (G. Fitzgerald)) при объяснении отрицат. результата *Майкельсона опыта*] и не являются следствием специфики субъективного наблюдения, а выступают элементами новой релятивистской концепции П. и в.

Абс. пространство, единое время для разл. систем отсчёта, абс. скорость и т. д. потерпели фиаско (даже от эфира отказались), были выдвинуты их относит. аналоги, что, собственно, и определило назв. теории Эйнштейна — «теория относительности». Но новизна пространственно-временны́х представлений этой теории не исчерпывалась выявлением относительности длины и временно́го промежутка,— не менее важным было выяснение равноправности пространства и времени (они равноправно входят в преобразования Лоренца), а в дальнейшем — и инвариантности пространственно-временно́го *интервала*. Г. Минковский (H. Minkowski) вскрыл органич. взаимосвязь П. и в., к-рые оказались компонентами единого четырёхмерного континуума (см. *Минковского пространство-время*). Критерий объединения относит. свойств П. и в. в абс. четырёхмерное многообразие характеризуется инвариантностью четырёхмерного интервала (ds): $ds^2=c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2$. Соответственно Минковский вновь переносит акцент с относительности на абсолютность («постулат абс. мира»). В свете этого положения становится ясным несостоятельность часто встречающегося утверждения, что при переходе от классич. физики к частной теории относительности произошла смена субстанциальной (абсолютной) концепции П. и в. на реляционную. В действительности имел место иной процесс: на теоретич. уровне произошла смена абс. пространства и абс. времени Ньютона на столь же абсолютное четырёхмерное пространственно-временно́е многообразие Минковского (это субстанциальная концепция), а на эмпирич. уровне на смену относит. пространству и относит. времени механики Ньютона пришли реляционное П. и в. Эйнштейна (реляционная модификация атрибутивной концепции), основанные на совершенно иной эл.-маги. операциональности.

Частная теория относительности была лишь первым шагом, ибо новый принцип относительности был приложим лишь к инерциальным системам отсчёта. След. шагом была попытка Эйнштейна распространить этот принцип на системы равноускоренные и вообще на весь круг неинерциальных систем отсчёта — так родилась общая теория относительности. По Ньютону, неинерциальные системы отсчёта движутся ускоренно относительно абс. пространства. Ряд критиков концепции абс. пространства [напр., Э. Мах (E. Mach)] предложили рассматривать такое ускоренное движение по отношению к горизонту удалённых звёзд. Тем самым наблюдаемые массы звёзд становились источником инерции. Эйнштейн дал иное толкование этому представлению, исходя из принципа эквивалентности, согласно к-рому неинерциальные системы локально неотличимы от поля тяготения. Тогда если инерция обусловлена массами Вселенной, а поле сил инерции эквивалентно гравитац. полю, проявляющемуся в геометрии пространства-времени, то, следовательно, массы определяют и саму геометрию. В этом положении чётко обозначился существенный сдвиг в трактовке проблемы ускоренного движения: принцип Маха об относительности инерции трансформирован Эйнштейном в принцип относительности геометрии пространства-времени. Принцип эквивалентности носит локальный характер, но он помог Эйнштейну сформулировать осн. физ. принципы, на к-рых базируется новая теория: гипотезы о геометрич. природе гравитации, о взаимосвязи геометрии пространства-времени и материи. Кроме этого, Эйнштейн выдвинул ряд матем. гипотез, без к-рых невозможно было бы вывести гравитац. ур-ния: пространство-время четырёхмерно, его структура определяется симметричным метрич. тензором, ур-ния должны быть инвариантными относительно группы преобразований координат. В новой теории пространство-время Минковского обобщается в метрику искривлённого пространства-времени Римана: $ds^2=\sum_{\mu,\nu=0}^{4}g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu$, где ds^2 — квадрат расстояния между точками x^μ, x^ν; dx^μ и dx^ν — дифференциалы координат этих точек, а $g_{\mu\nu}$ — нек-рые ф-ции координат, составляющие фундам. метрич. тензор, и определяют геометрию пространства-времени. Принципиальная новизна подхода Эйнштейна к пространству-времени заключается в том, что ф-ции $g_{\mu\nu}$ являются не только компонентами фундам. метрич. тензора, ответственного за геометрию пространства-времени, но одновременно и потенциалами гравитац. поля в осн. ур-нии общей теории относительности: $R_{\mu\nu}-{}^1/_2g_{\mu\nu}R=-(8\pi G/c^2)T_{\mu\nu}$, где $R_{\mu\nu}$ — тензор кривизны, R — скалярная кривизна, $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса, G — *гравитационная постоянная*. В этом ур-нии выявлена связь материи с геометрией пространства-времени.

Общая теория относительности получила блестящее эмпирич. подтверждение и послужила основой последующего развития физики и космологии на базе дальнейшего обобщения представлений о П. и в., выяснения их сложной структуры. Во-первых, сама операция геометризации тяготения породила целое направление в физике, связанное с геометризованными едиными теориями поля. Осн. идея: если искривление пространства-времени описывает гравитацию, то введение более обобщённого риманова пространства с повышенной размерностью, с кручением, с многосвязностью и т. д. даст возможность для описания иных полей (т. н. градиентно-инвариантная теория Вейля, пятимерная *Калуцы — Клейна теория* и др.). В 20—30-е гг. обобщения пространства Римана затрагивали в основном метрич. свойства пространства-времени, однако в дальнейшем речь пошла уже о пересмотре топологии [геометродинамика Дж. Уилера (J. Wheeler)], а в 70—80-е гг. физики пришли к выводу, что *калибровочные поля* глубоко связаны с геометрич. концепцией *связности* на расслоённых пространствах (см. *Расслоение*) — на этом пути достигнуты впечатляющие успехи, напр. в единой теории эл.-магн. и слабого взаимодействий — теории *электрослабых взаимодействий* Вайнберга — Глэшоу — Салама (S. Weinberg, Sh. L.Glashaw, A. Salam), к-рая построена в русле обобщения квантовой теории поля.

Общая теория относительности является основой совр. релятивистской космологии. Непосредственное применение общей теории относительности ко Вселен-

ной даёт неимоверно сложную картину космич. пространства-времени: материя во Вселенной сосредоточена в основном в звёздах и их скоплениях, к-рые распределены неравномерно и соответствующим образом искривляют пространство-время, оказывающееся неоднородным и неизотропным. Это исключает возможность практич. и матем. рассмотрения Вселенной как целого. Однако ситуация меняется по мере продвижения к крупномасштабной структуре пространства-времени Вселенной: распределение скоплений галактик оказывается в среднем изотропным, реликтовое излучение характеризуется однородностью и т. д. Всё это оправдывает введение космологич. постулата об однородности и изотропности Вселенной и, следовательно, понятия мирового П. и в. Но это не абс. П. и в. Ньютона, к-рые, хотя тоже были однородными и изотропными, но в силу евклидова характера имели нулевую кривизну. В применении к неевклидову пространству условия однородности и изотропности влекут постоянство кривизны, и здесь возможны три модификации такого пространства: с нулевой, отрицат. и положит. кривизной. Соответственно в космологии был поставлен очень важный вопрос: конечна или бесконечна Вселенная?

Эйнштейн столкнулся с этой проблемой при попытке построить первую космологич. модель и пришёл к выводу, что общая теория относительности несовместима с допущением бесконечности Вселенной. Он разработал конечную и статичную модель Вселенной — сферич. Вселенная Эйнштейна. Речь идёт не о привычной и наглядной сфере, к-рую можно часто наблюдать в обыденной жизни. Напр., мыльные пузыри или мячи сферичны, но они являются образами двумерных сфер в трёхмерном пространстве. А Вселенная Эйнштейна представляет собой трёхмерную сферу — замкнутое в себе неевклидово трёхмерное пространство. Оно является конечным, хотя и безграничным. Такая модель существенно обогащает наши представления о пространстве. В евклидовом пространстве бесконечность и неограниченность были единым нерасчленённым понятием. На самом деле это разные вещи: бесконечность является метрич. свойством, а неограниченность — топологическим. У Вселенной Эйнштейна нет границ, и она является всеобъемлющей. Более того, сферич. Вселенная Эйнштейна конечна в пространстве, но бесконечна во времени. Но, как выяснилось, стационарность вступала в противоречие с общей теорией относительности. Стационарность пытались спасти разл. методами, что повлекло развитие ряда оригинальных моделей Вселенной, однако решение было найдено на пути перехода к нестационарным моделям, к-рые впервые были развиты А. А. Фридманом. Метрич. свойства пространства оказались изменяющимися во времени. В космологию вошла диалектич. идея развития. Выяснилось, что Вселенная расширяется [Э. Хаббл (E. Hubble)]. Это вскрыло совершенно новые и необычные свойства мирового пространства. Если в классич. пространственно-временных представлениях разбегание галактик интерпретируется как их движение в абс. ньютоновом пространстве, то в релятивистской космологии это явление оказывается результатом нестационарности метрики пространства: не галактики разлетаются в неизменном пространстве, а расширяется само пространство. Если экстраполировать это расширение «вспять» во времени, то получается, что наша Вселенная была «стянута в точку» прибл. 15 млрд. лет назад. Совр. наука не знает, что происходило в этой нулевой точке $t = 0$, когда материя была спрессована в критич. состояние с бесконечной плотностью и бесконечной была кривизна пространства. Бессмысленно задавать вопрос, что было до этой нулевой точки. Такой вопрос осмыслен в применении к ньютонову абс. времени, а в релятивистской космологии работает иная модель времени, в к-рой в момент $t = 0$ возникает не только стремительно расширяющаяся (или раздувающаяся) Вселенная (Большой взрыв), но и само время. Совр. физика всё ближе подходит в своём анализе к «нулевому моменту», реконструируются реалии, имевшие место через секунду и даже доли секунды после Большого взрыва. Но это уже область глубокого микромира, где не работает классич. (неквантовая) релятивистская космология, где вступают в силу квантовые явления, с к-рыми связан другой путь развития фундам. физики 20 в. со своими специфич. представлениями о П. и в.

В основе этого пути развития физики лежало открытие М. Планком (M. Planck) дискретности процесса испускания света: в физике появился новый «атом» — атом действия, или квант действия, $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ эрг·с, к-рый стал новой мировой константой. Мн. физики [напр., А. Эддингтон (A. Eddington)] с момента появления кванта подчёркивали загадочность его природы: он неделим, но не имеет границ в пространстве, он как бы заполняет собой всё пространство, и не ясно, какое место следует отнести ему в пространственно-временной схеме мироздания. Место кванта было чётко выяснено в квантовой механике, вскрывшей закономерности атомного мира. В микромире становится бессодержательным понятие пространственно-временной траектории частицы (обладающей как корпускулярными, так и волновыми свойствами), если под траекторией понимается классич. образ линейного континуума (см. *Причинность*). Поэтому в первые годы развития квантовой механики её создатели делали осн. упор на вскрытие того факта, что она не даёт описания движения атомных частиц в пространстве и времени и ведёт к полному отказу от привычного пространственно-временного описания. Выявилась необходимость пересмотра пространственно-временных представлений и лапласовского детерминизма классич. физики, ибо квантовая механика является принципиально статистич. теорией и ур-ние Шрёдингера описывает амплитуду вероятности нахождения частицы в данной пространственной области (расширяется и само понятие пространственных координат в квантовой механике, где они изображаются *операторами*). В квантовой механике было вскрыто наличие принципиального ограничения точности при измерениях на малых расстояниях параметров микрообъектов, обладающих энергией порядка той, к-рая вносится в процессе измерения. Это обусловливает необходимость наличия двух дополняющих друг друга эксперим. установок, к-рые в рамках теории формируют два дополнительных описания поведения микрообъектов: пространственно-временное и импульсно-энергетическое. Любое повышение точности определения пространственно-временной локализации квантового объекта сопряжено с повышением неточности в определении его импульсно-энергетич. характеристик. Неточности измеряемых физ. параметров образуют *неопределённостей соотношения*: $\Delta x \cdot \Delta p \geqslant \hbar$, $\Delta E \cdot \Delta t \geqslant \hbar$. Важно, что указанная дополнительность содержится и в самом матем. формализме квантовой механики, определяя дискретность фазового пространства.

Квантовая механика была положена в основу бурно развивающейся физики элементарных частиц, в к-рой представления о П. и в. столкнулись с ещё большими трудностями. Оказалось, что микромир является сложной многоуровневой системой, на каждом уровне к-рой господствуют специфич. виды взаимодействий и характерные специфич. свойства пространственно-временных отношений. Область доступных в эксперименте микроскопич. интервалов условно можно поделить на четыре уровня: уровень молекулярно-атомных явлений (10^{-8} см $< \Delta x < 10^{-11}$ см); уровень релятивистских квантовоэлектродинамич. процессов; уровень элементарных частиц; уровень ультрамалых масштабов ($\Delta x \leqslant 10^{-16}$ см и $\Delta t \leqslant 10^{-26}$ с — эти масштабы доступны в опытах с космич. лучами). Теоретически можно ввести и значительно более глубокие уровни (лежащие далеко за пределами возможностей не только сегодняшних, но и завтрашних эксперимен-

тов), с к-рыми связаны такие концептуальные новации, как флуктуация метрики, изменения топологии, «пенообразная структура» пространства-времени на расстояниях порядка *планковской длины* ($\Delta x \lesssim 10^{-33}$ см). Однако достаточно решительный пересмотр представлений о П. и в. потребовался на уровнях, вполне доступных совр. эксперименту при развитии физики элементарных частиц. Уже квантовая электродинамика столкнулась со многими трудностями именно потому, что была связана с заимствованными из классич. физики понятиями, основанными на концепции пространственно-временной непрерывности: точечность заряда, локальность поля и т. д. Это повлекло за собой существенные осложнения, связанные с бесконечными значениями таких важных величин, как масса, собств. энергия электрона и т. д. (*ультрафиолетовые расходимости*). Эти трудности пытались преодолеть введением в теорию представления о дискретном, квантованном пространстве-времени. Первые разработки 30-х гг. (В. А. Амбарцумян, Д. Д. Иваненко) оказались неконструктивными, ибо не удовлетворяли требованию релятивистской инвариантности, а трудности квантовой электродинамики были решены с помощью процедуры *перенормировки*: малость константы эл.-магн. взаимодействий ($\alpha = 1/137$) позволила использовать ранее разработанную теорию возмущений. Но в построении квантовой теории др. полей (слабого и сильного взаимодействий) эта процедура оказалась не работающей, и выход стали искать на пути ревизии концепции локальности поля, его линейности и т. д., что опять наметило возврат к идее существования «атома» пространства-времени. Это направление получило новый импульс в 1947, когда Х. Снайдер (H. Snyder) показал возможность существования релятивистски инвариантного пространства-времени, в к-ром содержится естеств. единица длины l_0. Теория квантованного П. и в. получила развитие в работах В. Л. Авербаха, Б. В. Медведева, Ю. А. Гольфанда, В. Г. Кадышевского, Р. М. Мир-Касимова и др., к-рые стали приходить к выводу, что в природе существует *фундаментальная длина* $l_0 \sim 10^{-17}$ см. Дж. Чу (G. Chew), Э. Циммерман (E. Zimmermann) и др. экстраполировали представление о дискретности пространства-времени в гипотезу о макроскопич. природе П. и в. Речь стала идти не о специфике дискретной структуры П. и в. в физике элементарных частиц, а о наличии некой границы в микромире, за к-рой вообще нет ни пространства, ни времени. Весь этот комплекс идей продолжает привлекать внимание исследователей, но существенный прогресс был достигнут Ч. Янгом (Ch. Yang) и Р. Миллсом (R. Mills) путём неабелева обобщения квантовой теории поля (*Янга — Миллса поля*), в рамках к-рого удалось не только реализовать процедуру перенормировки, но и приступить к реализации программы Эйнштейна — к построению единой теории поля. Создана единая теория электрослабых взаимодействий, к-рая в пределах расширенной симметрии $U(1) \times SU(2) \times SU(3)_c$ объединяется с *квантовой хромодинамикой* (теорией сильных взаимодействий). В этом подходе произошёл синтез ряда оригинальных идей и представлений, напр. гипотезы *кварков*, цветовой симметрии кварков $SU(3)_c$, симметрии слабых и эл.-магн. взаимодействий $SU(2) \times U(1)$, локально калибровочного и неабелева характера этих симметрий, существования спонтанно нарушенной симметрии и перенормируемости. Причём требование локальности калибровочных преобразований устанавливает ранее отсутствующую связь между динамич. симметриями и пространством-временем. В настоящее время разрабатывается теория, объединяющая все фундам. физ. взаимодействия, включая гравитационные. Однако выяснилось, что в этом случае речь идёт о пространствах 10, 26 и даже 605 размерностей. Исследователи надеются, что чрезмерный избыток размерностей в процессе компактификации удастся «замкнуть» в области планковских масштабов и в теорию макромира войдёт лишь привычное четырёхмерное пространство-время. Что же касается вопросов о структуре пространства-времени глубокого микромира или о первых мгновениях Большого взрыва, то ответы на них будут найдены лишь в физике 3-го тысячелетия.

Лит.: Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Пространство и время в современной физике, К., 1968; Прюнибаум А., Философские проблемы пространства и времени, пер. с англ., М., 1969; Чудинов Э. М., Пространство и время в современной физике, М., 1969; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, 2 изд., М., 1982; Мостепаненко А. М., Пространство-время и физическое познание, М., 1975; Хокинг С., Эллис Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; Девис П., Пространство и время в современной картине Вселенной, пер. с англ., М., 1979; Барашенков В. С., Проблемы субатомного пространства и времени, М., 1979; Ахундов М. Д., Пространство и время в физическом познании, М., 1982; Владимиров Ю. С., Мицкевич Н. В., Хорски А., Пространство, время, гравитация, М., 1984; Рейхенбах Г., Философия пространства и времени, пер. с англ., М., 1985; Владимиров Ю. С., Пространство-время: явные и скрытые размерности, М., 1989.

М. Д. Ахундов.

ПРОСТРА́НСТВО ИЗОБРАЖЁНИЙ — см. *Изображе́ние оптическое.*

ПРОСТРА́НСТВО ПРЕДМЕ́ТА — см. *Изображе́ние оптическое.*

ПРОТАКТИ́НИЙ (Protactinium), Pa,— радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 91, относится к *актиноидам*. Все изотопы П. радиоактивны. В природе существует ^{231}Pa ($T_{1/2} = 3{,}28 \cdot 10^4$ лет) — член естеств. радиоактивного ряда ^{235}U (в лабораториях этот изотоп выделен в кол-ве ок. 150 г). В состав естеств. радиоактивного ряда ^{238}U входят ядерные изомеры ^{234}Pa (β^--радиоактивные, $T_{1/2} = 1{,}18$ мин и $T_{1/2} = 6{,}7$ ч). Искусственно получены изотопы ^{216}Pa — ^{238}Pa, из них наиб. применение получил β^--радиоактивный ^{233}Pa ($T_{1/2} = 27$ сут), образующийся в реакции $^{232}Th\ (n, \gamma)^{233}Th \xrightarrow{\beta^-}$. Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^{10}f^{26}s^2p^6d^17s^2$. Энергия ионизации 5,9 эВ. Металлич. радиус атома Pa 0,163 нм, радиус иона Pa^{3+} 0,105 нм, Pa^{4+} 0,096 нм, Pa^{5+} 0,090 нм. Значение электроотрицательности 1,14.

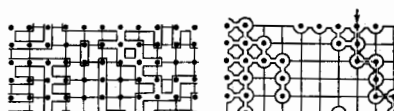
Металлич. П. существует в виде двух модификаций: ниже 1170 °С устойчив α-Pa (тетрагональная кристаллич. структура, постоянные решётки $a = 0{,}3931$ нм и $c = 0{,}3236$ нм), выше 1170 °С — β-Pa (объёмноцентрированная кубич. кристаллич. структура, постоянная решётки $a = 0{,}5019$ нм). Плотность α-Pa 15,34 кг/дм³, β-Pa 12,13 кг/дм³; $t_{пл}$ ок. 1575 °С, $t_{кип} = 4230$—4500 °С, теплота плавления 12 кДж/моль, теплота испарения 552 кДж/моль, теплоёмкость $c_p = 27{,}6$ Дж/(моль·К). Уд. электрич. сопротивление 0,19 мкОм·м, термич. коэф. линейного расширения $11{,}2 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$. По твёрдости близок к урану.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +3, +4 и +5 (наиб. устойчива). Хим. свойства Pa во многом отличаются от свойств др. актиноидов. Потенц. практич. значение Pa связано с предполагаемым использованием ^{232}Th для получения ядерного горючего (при облучении ^{232}Th нейтронами он превращается в ^{233}Pa, при последующем β^--распаде ^{233}Pa образуется ^{233}U, к-рый можно использовать как делящийся материал).

С. С. Бердоносов.

ПРОТЕКА́НИЯ ТЕО́РИЯ (перколяции теория, от лат. percolatio — процеживание; просачивания теория) — матем. теория, к-рая используется в физике для изучения процессов, происходящих в неоднородных средах со случайными свойствами, но зафиксированными в пространстве и неизменными во времени. Возникла в 1957 в результате работ Дж. Хаммерсли (J. Hammersley). В П. т. различают решёточные задачи П. т., континуальные задачи и т. н. задачи на случайных узлах. Решёточные задачи в свою очередь делятся на т. н. задачи узлов и задачи связей между ними.

Задачи связей. Пусть связи — рёбра, соединяющие соседние узлы бесконечной периодич. решётки (рис., *а*). Предполагается, что связи между узлами могут быть двух типов: целыми или разорванными (блокированными). Распределение целых и блокированных связей в решётке случайно; вероятность того, что данная связь является целой, равна x. Предполагается, что она не зависит от состояния соседних связей. Два узла решётки считаются связанными друг с другом, если их соединяет цепочка целых связей. Совокупность связанных друг с другом узлов наз. кластером. При малых значениях x целые связи, как правило, далеки



а *б*

Протекание по решётке: *а* — задача связей (путь протекания сквозь указанный блок отсутствует); *б* — задача узлов (показан путь протекания).

друг от друга и доминируют кластеры из небольшого кол-ва узлов, однако с увеличением x размеры кластеров резко увеличиваются. Порогом протекания (x_c) наз. такое значение x, при к-ром впервые возникает кластер из бесконечного числа узлов. П. т. позволяет вычислить пороговые значения x_c, а также исследовать топологию крупномасштабных кластеров вблизи порога (см. *Фракталы*). С помощью П. т. можно описать электропроводность системы, состоящей из проводящих и непроводящих элементов. Напр., если предположить, что целые связи проводят электричество, а блокированные не проводят, то окажется, что при $x < x_c$ уд. электропроводность решётки равна 0, а при $x > x_c$ она отлична от 0.

Решёточные задачи узлов отличаются от задач связей тем, что блокированные связи распределены на решётке не поодиночке — блокируются все связи, выходящие из к.-л. узла (рис., *б*). Блокированный таким способом узлы распределены на решётке случайно, с вероятностью $1 - x$. Доказано, что порог x_c для задачи связей на любой решётке не превышает порога x_c для задачи узлов на той же решётке. Для нек-рых плоских решёток найдены точные значения x_c. Напр., для задач связей на треугольной и шестиугольной решётках $x_c = 2\sin(\pi/18)$ и $x_c = 1 - 2\sin(\pi/18)$. Для задачи узлов на квадратной решётке $x_c = 0{,}5$. Для трёхмерных решёток значения x_c найдены приближённо с помощью моделирования на ЭВМ (табл.).

Пороги протекания для различных решёток

Тип решётки	x_c для задачи связей	x_c для задачи узлов
Плоские решётки		
шестиугольная	0,6527	0,7
квадратная	0,5	0,59
треугольная	0,3473	0,5
Трёхмерные решётки		
типа алмаза	0,39	0,43
простая кубическая	0,25	0,31
объёмноцентрированная кубическая	0,18	0,25
гранецентрированная кубическая	0,12	0,2

Континуальные задачи. В этом случае вместо протекания по связям и узлам рассматриваются явления переноса в неупорядоченной сплошной среде. Во всём пространстве задаётся непрерывная случайная ф-ция координат $V(\boldsymbol{r})$. Зафиксируем нек-рое значение $\mathscr{E}$ ф-ции $V(\boldsymbol{r})$ и назовём области пространства, в к-рых $V(\boldsymbol{r}) < \mathscr{E}$, чёрными. При достаточно малых значениях $\mathscr{E}$ эти области редки и, как правило, изолированы друг от друга, а при достаточно больших $\mathscr{E}$ они занимают почти всё пространство. Требуется найти т. н. уровень протекания $\mathscr{E}_\text{п}$ — мин. значение $\mathscr{E}$, при к-ром чёрные области образуют связанный лабиринт путей, уходящий на бесконечное расстояние. В трёхмерном случае точное решение континуальной задачи пока не найдено. Однако моделирование на ЭВМ показывает, что для гауссовых случайных ф-ций $V(\boldsymbol{r})$ в трёхмерном пространстве при $\mathscr{E} = \mathscr{E}_\text{п}$ доля объёма, занимаемая чёрными областями, приближённо равно 0,16. В двумерном случае доля площади, занимаемая чёрными областями при $\mathscr{E} = \mathscr{E}_\text{п}$, точно равна 0,5.

Задачи на случайных узлах. Пусть узлы не образуют правильную решётку, а случайно распределены в пространстве. Два узла считаются связанными, если расстояние между ними не превышает фиксированное значение r. Если r мало по сравнению со ср. расстоянием между узлами, то кластеры, содержащие 2 или больше связанных друг с другом узлов, редки, однако число таких кластеров резко растёт с увеличением r и при нек-ром критич. значении r_c возникает бесконечный кластер. Моделирование на ЭВМ показывает, что в трёхмерном случае $r_c \approx 0{,}86\ N^{-1/3}$, где N — концентрация узлов. Задачи на случайных узлах и их разл. обобщения играют важную роль в теории *прыжковой проводимости*.

Эффекты, описываемые П. т., относятся к *критическим явлениям*, характеризующимся критич. точкой, вблизи к-рой система распадается на блоки, причём размер отд. блоков неограниченно растёт при приближении к критич. точке. Возникновение бесконечного кластера в задачах П. т. во многом аналогично *фазовому переходу* второго рода. Для матем. описания этих явлений вводится *параметр порядка*, к-рым в случае решёточных задач служит доля $P(x)$ узлов решётки, принадлежащих к бесконечному кластеру. Вблизи порога протекания ф-ция $P(x)$ имеет вид

$$P(x) = B_1(x - x_c)^\beta \quad \text{при} \quad x > x_c,$$

$$P(x) = 0 \quad \text{при} \quad x < x_c,$$

где B_1 — численный коэф., β — критич. индекс параметра порядка. Аналогичная ф-ла описывает поведение уд. электропроводности $\sigma(x)$ вблизи порога протекания:

$$\sigma(x) = B_2\sigma(1)(x - x_c)^t \quad \text{при} \quad x > x_c,$$

$$\sigma(x) = 0 \quad \text{при} \quad x < x_c,$$

где B_2 — численный коэф., $\sigma(1)$ — уд. электропроводность при $x = 1$, t — критич. индекс электропроводности. Пространственные размеры кластеров характеризуются радиусом корреляции $R(x)$, обращающимся в ∞ при $x \to x_c$:

$$R(x) = B_3 a |x - x_c|^{-\nu}.$$

Здесь B_3 — численный коэф., a — постоянная решётки, ν — критич. индекс радиуса корреляции.

Пороги протекания существенно зависят от типа задач П. т., но критич. индексы одинаковы для разл. задач и определяются лишь размерностью пространства d (универсальность). Представления, заимствованные из теории фазовых переходов 2-го рода, позволяют получить соотношения, связывающие различные критич. индексы. Приближение *самосогласованного поля* применимо к задачам П. т. при $d > 6$. В этом приближении критич. индексы не зависят от d; $\beta = 1$, $\nu = 1/2$.

Результаты П. т. используются при изучении электронных свойств *неупорядоченных систем*, фазовых *переходов металл — диэлектрик, ферромагнетика* твёрдых растворов, кинетич. явлений в сильно неоднородных средах, физ.-хим. процессов в твёрдых телах и т. д.

Лит.: Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Шиловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Займан Д. М., Модели беспорядка, пер. с англ., М., 1982; Эфрос А. Л., Физика и геометрия беспорядка, М., 1982; Соколов И. М., Размерности и другие геометрические критические показатели в теории протекания, «УФН», 1986, т. 150, с. 221.

А. Л. Эфрос.

ПРО́ТИЙ (лат. Protium, от греч. prôtos — первый), ^1H, — стабильный и наиболее распространённый в природе (99,98%) изотоп водорода с массовым числом 1. Атомное ядро П.— протон.

ПРОТОЗВЁЗДЫ. Общепринятого и полного определения П. не существует, хотя это понятие широко используется в астрофизике. Наиб. часто под П. понимают объект, находящийся на стадии *эволюции звёзд* от коллапсирующего родительского межзвёздного облака до появления в центре облака полностью ионизованного гидростатически равновесного ядра, т. е. зародыша молодой звезды. Это ядро сжимается и взаимодействует с остатками облака довольно сложным образом, приобретая структуру и параметры «обычной» звезды. Понятие П. иногда распространяют и на эту стадию сжатия вплоть до того момента, когда начинают «работать» осн. ядерные источники энергии и звезда «садится» на главную последовательность *Герцшпрунга — Рессела диаграммы*.

Звёзды образуются в результате сжатия межзвёздных облаков (см. *Звездообразование*). Сжатие межзвёздного газа обусловлено силами гравитации и внеш. давлением, к-рым противодействуют силы теплового давления, центробежные, магнитного поля, турбулентного давления и т. д. Наиб. важный вид неустойчивости, приводящий к сжатию облака и в конечном счёте к образованию звезды,— *гравитационная неустойчивость*. Порог этой неустойчивости обычно характеризуется джинсовской массой $M_{дж}$. Это масса, содержащаяся в сфере диаметром, равным критич. длине волны гравитац. неустойчивости в бесконечной однородной среде, т. н. джинсовской длине $l_{дж} = \sqrt{\pi} a_{зв} (G\rho)^{-1/2}$, где $a_{зв}$ — скорость звука, ρ — плотность. При массе облака $M_0 > M_{дж}$ изотермич. газовая конфигурация начинает сжиматься практически в режиме свободного падения — коллапсировать. (Изотермичность обеспечивается эфф. потерями на излучение пыли, а также потерями на столкновит. возбуждение тонкой структуры атомов и ионов C, O, Si и т. д.) Др. критерий гравитац. неустойчивости изотермич. газового шара получается, если учесть внеш. давление $p_в$: коллапс развивается при $M_0 > M_в = 1{,}8 a_{зв}^4/(G^3 p_в)^{1/2}$. В недрах плотных облаков или в одиночной глобуле, обжимаемой внеш. давлением (напр., в *зоне H II*), этот критерий может быть выполнен заведомо до того, как будет выполнен критерий $M_0 > M_{дж}$. В ряде случаев магн. поле играет, по-видимому, осн. роль в обеспечении механич. равновесия облаков. Квазиоднородное магн. поле, характеризуемое магн. потоком F, может удерживать облако от коллапса, если масса облака не превышает критич. значения $M_F = 0{,}15 F/G^{1/2}$. Напр., поле с индукцией 30 мкГс может удерживать в равновесии сгусток массой $10^3 M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца) и радиусом ≈ 2 пк. Прямые свидетельства существования магн. поля такой величины в нек-рых молекулярных облаках получены по наблюдениям зеемановского расщепления линий. В каждом конкретном случае доминирует тот механизм, к-рому соответствует наименьшая критич. масса. Развитие коллапса может стимулироваться и хим. реакциями. Напр., в условиях первичного звездообразования в среде, не содержащей тяжёлых элементов, важнейший фактор, обеспечивающий коллапс облаков с массами порядка звёздных,— охлаждение вследствие возбуждения вращат. уровней молекул H_2 и последующего излучения. (Такие молекулы образуются в реакциях $H + e^- \to H^- + h\nu$, $H^- + H \to H_2 + e^-$, а также $3H \to H_2 + H$.) Критич. массы для наиб. распространённого компонента межзвёздной среды — диффузных облаков ($\rho \approx 10^{-22}$ г·см$^{-3}$, темп-ра $T = 50$—2000 К) — слишком велики, и в этих объектах звёзды образоваться не могут. В случае плотных и холодных молекулярных облаков ($\rho > 10^{-21}$ г·см$^{-3}$, $T \lesssim 50$ К), т. е. облаков, наблюдаемых в линиях CO и др. молекул, значения критич. масс близки к звёздным и именно в молекулярных облаках наблюдается активное звездообразование. Наиб. вероятные места рождения звёзд — ядра молекулярных облаков, представляющие собой плотные и холодные газовые сгустки ($\rho \approx 10^{-20}$—10^{-18} г·см$^{-3}$, $T \approx 10$—100 К).

В теоретич. исследованиях П. наиб. внимание уделяется численным методам моделирования, поскольку они позволяют получать количеств. оценки при решении нелинейных систем ур-ний газодинамики (радиац. газодинамики), описывающих эволюцию П. Согласно результатам аналитич. и численных методов, коллапс гравитационного неустойчивого фрагмента газово-пылевого облака протекает негомологично (неоднородно). Негомологичность может быть обусловлена изначально неоднородным распределением плотности (напр., в ядрах молекулярных облаков отмечается концентрация вещества к центру). Даже в однородном облаке коллапс со временем становится негомологичным, поскольку возникающий на границе облака градиент давления не компенсируется к.-л. реальными граничными условиями, и во всех случаях появляется продвигающаяся к центру волна разрежения. Затем в центре облака за характерное время свободного падения $t_{сп} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$ образуется небольшое гидростатически равновесное квазиадиабатически сжимающееся ядро с массой $M \approx 0{,}01\ M_\odot$ (точка A на рис. 1 и 2). Причина образования ядра — возрастая *непрозрачность* к собственному ИК-излучению, и, как следствие, рост темп-ры и градиента давления, останавливающего коллапс. Ядро аккрецирует вещество оболочки, к-рая продолжает падать свободно. Рост массы ядра сопровождается его дальнейшим сжатием и нагревом (A — $Б$). По мере роста темп-ры происходит испарение пыли, диссоциация, а затем и ионизация водорода, ядро испытывает фазу второго коллапса ($Б$ — $В$), превращаясь в моло-

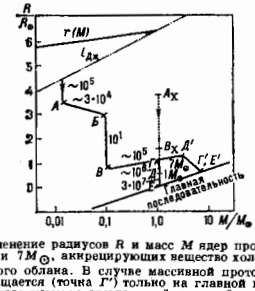


Рис. 1. Изменение радиусов R и масс M ядер протозвёзд с массами $1M_\odot$ и $7M_\odot$, аккрецирующих вещество холодного (10 К) родительского облака. В случае массивной протозвезды аккреция прекращается (точка $Г''$) только на главной последовательности, до этого момента звезда остаётся некабеллаемой в видимом диапазоне. $l_{дж}$ — джинсовская длина волны, числа означают длительность стадий в годах для протозвезды с массой $1M_\odot$, пунктир соответствует модели Хаяси для $1M_\odot$, $r(M)$ — зависимость радиуса от массы (содержащейся в сфере радиуса r) для однородного сферического облака с полной массой $1M_\odot$, находящегося на границе гравитационной неустойчивости.

дую звезду, окружённую мощной газово-пылевой оболочкой (такие оболочки иногда наз. протозвёздными). Дальнейшая эволюция аккрецирующей молодой звезды (B — Γ) сопровождается ростом массы с характерным временем аккреции $t_a \sim 10^7 (M/M_\odot) T^{-4}$ лет (T — темп-ра протозвёздного облака). Вследствие большой непрозрачности ионизов. вещества в звезде развивается конвекция

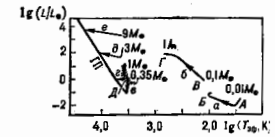


Рис. 2. Эволюционные треки гидростатически равновесных протозвёзд на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. L — светимость, $T_{эф}$ — эффективная температура. Треки $а$, $б$, $в$ относятся к протозвезде с массой $1 M_\odot$, $г$, $д$, $е$ — к протозвёздам с массами $0{,}35 M_\odot$, $3 M_\odot$, $9 M_\odot$. Заштрихованная область — т. н. линия рождения звёзд. Разрывы в тренах соответствуют отсутствию гидростатического равновесия и очень быстрой эволюции с характерным временем $t_{кн}$.

(см. *Конвективная неустойчивость*). Конвективный механизм теплоотвода настолько эффективен, что звезда сжимается при практически постоянной поверхностной (эффективной) темп-ре. После прекращения аккреции звезда становится наблюдаемой в оптич. диапазоне (линия рождения звёзд — заштрихованная область на рис. 2) и сжимается вдоль вертикального (конвективного) трека на диаграмме Герцшпрунга — Рессела ($Г$ — $Д$). В результате перестройки структуры звезды её радиус R и *светимость* L уменьшаются. Когда L уменьшится до мин. значения для равновесных конвективных звёзд, условие конвективной неустойчивости нарушается и появляется радиативное ядро (ядро с лучистым переносом энергии, см. *Лучистое равновесие*). Звезда переходит на горизонтальный (на диаграмме Герцшпрунга — Рессела) или радиативный трек ($Д$ — $Е$) и эволюционирует вдоль него с характерным временем тепловой релаксации (т. н. время Кельвина — Гельмгольца) $t_{КГ} \approx 3 \cdot 10^7 (M/M_\odot)^2 (R/R_\odot)(L/L_\odot)$ ($R_\odot$ и $L_\odot$ — радиус и светимость Солнца). На рис. 1 для сравнения приведён трек аналитич. модели П. ($M = 1\ M_\odot$), предложенной в работах группы Ч. Хаяси (Ch. Hayashi), оказавших в 60-е гг. большое влияние на развитие представлений о П.

Протозвёздные оболочки существуют в течение характерного времени $t_д$, т. е. при обычных условиях, $\sim 10^5 - 10^6$ лет. Они определяют наблюдаемые проявления П., поскольку непрозрачны в видимом диапазоне и перерабатывают б. ч. излучения молодых звёзд в ИК-излучение (рис. 3). Поэтому такие оболочки наз. также коконами. Непрозрачность обусловлена пылью, темп-ра к-рой для силикатных частиц не превышает 1000 К, а б. ч. пыли ещё холоднее ($\approx$ 100 К). Вследствие этого П. излучают осн. долю энергии в диапазоне, недоступном для наземных наблюдений, и изучаются методами внеатмосферной астрономии. Вокруг достаточно массивных звёзд по мере увеличения их эфф. темп-ры образуются зоны HII. Коконы поглощают видимое излучение зон HII, и эти зоны (т. н. компактные зоны HII) обнаруживаются по радиоизлучению и пику излучения в ИК-области. Градиент давления излучения и ионизов. водорода препятствует коллапсу оболочки и в конечном итоге приводит к разлёту оболочки. Более раннюю стадию эволюции П. (коллапс) наблюдать трудно вследствие малой скорости выделения энергии на этой стадии.

Комплексные наблюдения П. обнаруживают сложный характер движений вещества в этих объектах и их окрестностях. Характерны биполярные истечения больших масс (до 100 $M_\odot$) со скоростями десятки км/с, узкие струи (джеты), скорости к-рых составляют сотни км/с, диски вокруг центрального источника, так что изображённые на рис. 3 «разрезы» протозвёздных оболочек следует считать «экваториальными». Вещество из окрестности очень молодых звёзд истекает вдоль оси сим-

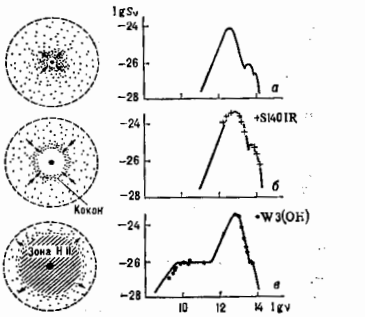


Рис. 3. Последовательные стадии эволюции структуры протозвезды с массой $50 M_\odot$ и теоретического спектра выходящего из неё излучения. Плотность потока S_ν дана в Вт/(м²·Гц), частота ν в Гц. Для сравнения показаны нормированные по расстоянию спектры источника протозвёздного типа S140IR и компактной зоны HII W3 (OH). Стрелками показано движение вещества.

метрии, и, по-видимому, существует неск. мощных механизмов перекачки энергии коллапса вращающегося облака в энергию таких направленных движений. Моделировать динамику протозвёздных оболочек и компактных зон HII довольно сложно, особенно с учётом влияния вращения и магн. поля, и пока что полной и общепринятой модели таких объектов не существует.

Лит.: Shu F. H., Adams F. C., Lizano S., Star formation in molecular clouds: observation and theory, «Ann. Rev. Astron. Astrophys.», 1987, v. 25, p. 23; Щ у с т о в Б. М., Молекулярные ядра и протозвезды, в сб.: Современные проблемы физики и эволюции звезд, М., 1989; Б и с н о в а т ы й - К о г а н Г. С., Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989. *Б. М. Шустов.*

ПРОТО́Н (от греч. prótos — первый) (символ p) — стабильная элементарная частица, ядро атома водорода. Масса $m_p = 1{,}672614(14) \cdot 10^{-24}$ г $\approx 1836\ m_e$, где m_e — масса электрона; в энергетич. единицах $m_p \approx 939{,}3$ МэВ. Электрич. заряд П. положителен: $e = 4{,}803242(14) \cdot 10^{-10}$ СГСЭ единиц заряда. Спин П. равен $^1/_2$, поэтому П. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Магн. момент П. $\mu_p = 2{,}792763(30)\mu_я$, где $\mu_я$ — ядерный *магнетон*. Вместе с нейтронами П. образуют атомные ядра всех хим. элементов, при этом число П. в ядре равно атомному номеру данного элемента и, следовательно, определяет место элемента в периодич. системе элементов Менделеева. Существует античастица по отношению к П. — *антипротон*.

К представлению о П. привели создание планетарной модели атома [Э. Резерфорд (E. Rutherford), 1911]; открытие изотопов [Ф. Содди (F. Soddy), Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson), Ф. Астон (F. Aston), 1906—19], атомные массы к-рых оказались кратными атомной массе водорода; эксперим. наблюдение ядер водорода, выбитых α-частицами из ядер др. элементов (Резерфорд, 1919—20). Термин «П.» ввёл Резерфорд в нач. 20-х гг.

П. является *адроном*. Кроме сильного взаимодействия он также участвует во всех др. фундам. взаимодействиях: электромагнитном, слабом и гравитационном. П. относится к классу *барионов*; его барионное число $B = 1$. Законом сохранения барионного числа

определяется стабильность П.— самого лёгкого из барионов. По геохим. данным, время жизни П. $\tau_p > 1{,}6 \cdot 10^{25}$ лет, а по данным эксперим. исследований конкретных мод распада П., $\tau_p > 10^{31}$ лет. Модели т. н. *великого объединения* сильного, слабого и эл.-магн. взаимодействий предсказывают нарушение закона сохранения барионного числа и соответственно стабильности протона с τ_p, зависящим от детальной структуры модели и лежащим в диапазоне времён 10^{30}—10^{50} лет.

В сильном взаимодействии П. и нейтрон имеют одинаковые свойства и рассматриваются как два зарядовых состояния одной частицы — нуклона, к-рому приписывается кватовое число *изотопический спин* $I = {}^1/_2$ (см. *Изотопическая инвариантность*). Важнейшее проявление сильного взаимодействия с участием П.— ядерные силы, связывающие нуклоны в ядре. При теоретич. описании сильного взаимодействия П. плодотворным оказался подход, основанный на предположении о том, что П. окружён облаком *виртуальных частиц*, к-рые он непрерывно испускает и поглощает. Взаимодействие П. с др. частицами рассматривается как процесс обмена виртуальными частицами. Напр., ядерные силы и низкоэнергетич. процессы объясняются в основном обменом виртуальным пионом между нуклонами. Эксперим. данные по рассеянию П. и нейтронов более высоких энергий объясняются участием в виртуальных процессах наряду с отд. пионами групп пионов, а также разл. мезонных *резонансов*.

Эл.-магн. свойства П. неразрывно связаны с наличием вокруг него облака виртуальных адронов. Именно взаимодействием γ-кванта с виртуальными пионами качественно объясняется большое отличие магн. момента П. от ядерного магнетона. Исследования рассеяния электронов и γ-квантов на П. позволили найти пространственное распределение электрич. заряда и магн. момента П.— его *формфактор* [Р. Хофштадтер (R. Hofstadter) и др., 1957], а также обнаружить электрич. и магн. поляризуемости П. (В. И. Гольданский и др., 1960), т. е. получить эксперим. доказательство существования внутр. структуры П. Т. о., П. не является точечной частицей; его среднеквадратичный радиус равен 0,8 Ф.

Примерами слабого взаимодействия с участием П. являются внутриядерные превращения П. в нейтрон и, наоборот, проявляющиеся в виде *бета-распада* ядер и электронного захвата.

Соар. трактовка структуры П. основана на кварковой модели адронов, согласно к-рой П. состоит из двух *и*-кварков и одного *d*-кварка, удерживаемых силами, связанными с обменом др. гипотетич. частицами — *глюонами* (см. *Кварки*, *Квантовая хромодинамика*). Кварки, в свою очередь, окружены облаком виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар. Эксперим. данные по процессам с большой передачей импульса, напр. по *глубоко неупругому процессу* рассеяния электронов на П., свидетельствуют о существовании внутри П. точечноподобных рассеивающих центров — *партонов*. С точки зрения кварковой модели, партонами являются кварки.

Ввиду стабильности П., наличия у него электрич. заряда и относит. простоты получения (ионизацией водорода) пучки ускоренных П. являются одним из осн. инструментов эксперим. физики элементарных частиц. Очень часто мишенью в опытах по соударению частиц также являются П.— свободные (водород) или связанные в ядрах. П. высокой энергии получают на ускорителях. Ускоренные П. используются не только для изучения рассеяния самих П., но также и для получения пучков частиц: л- и К-мезонов, антипротонов, мюонов. Пучки ускоренных П. применяются в лучевой терапии.

Лит.: Резерфорд Э., Избр. научные труды, кн. 2— Строение атома и искусственное превращение элементов, пер. с англ., М., 1972; Жакоб М., Ландшофф П., Внутренняя структура протона, «УФН», 1981, т. 133, в. 3, с. 505; «Phys. Lett. B», 1990, v. 239, Review of particle properties.

Э. А. Тагиров.

ПРОТО́ННАЯ РАДИОАКТИ́ВНОСТЬ — испускание протона при спонтанном распаде ядра. Возможные механизмы: 1) эмиссия запаздывающих протонов (ЗП) возбуждёнными дочерними ядрами, образовавшимися в результате *бета-распада* ядер (β^+) или электронного захвата (при этом энергия Q_β β^+-распада больше энергии связи протона $\mathscr{E}_p^{св}$ в дочернем ядре, рис. 1); 2) протонный распад изомеров, происходящий, если энергия возбуждения изомера превышает $\mathscr{E}_p^{св}$ (см. *Изомерия ядерная*); 3) протонный распад ядра из основного состояния, аналогичный *альфа-распаду*; 4) пересыщенные протонами ядра, чётные по Z, за счёт спаривания протонов могут оказаться нестабильными относительно испускания двух протонов одновременно.

Рис. 1. Схема распада ядра с испусканием запаздывающего протона; (N, Z) — исходное ядро; $(N+1; Z-1)$ — промежуточное ядро; $(N+1, Z-2)$ — ядро, образовавшееся в результате испускания протона; $\mathscr{E}_p$ — энергия протонов; слева — распределение вылетающих протонов по энергии.

1. Излучатели ЗП открыты в ОИЯИ (Дубна) при облучении Ni ускоренным пучком ^{20}Ne (1962) и практически одновременно наблюдались для лёгких ядер (Мопреаль). К 1991 открыто более 100 излучателей, самый лёгкий из к-рых ^{9}C (период полураспада $T_{1/2} = 0{,}13$ с), самый тяжёлый ^{183}Hg ($T_{1/2} = 8{,}8$ с). Величина $T_{1/2}$ лежит в пределах от $8{,}9 \cdot 10^{-3}$ с (^{13}O) до 70 с (^{94}Rh). Она определяется периодом β-распада исходного ядра; т. к. распад протонно-нестабильных состояний промежуточ-

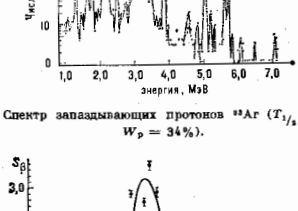


Рис. 2. Спектр запаздывающих протонов ^{33}Ar ($T_{1/2} = 0{,}17$ с; $W_p = 34\%$).

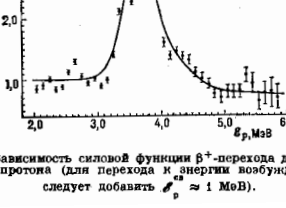


Рис. 3. Зависимость силовой функции β^+-перехода для ^{109}Te от энергии протона (для перехода к энергии возбуждения к $\mathscr{E}_p$ следует добавить $\mathscr{E}_p^{св} \approx 1$ МэВ).

ного ядра происходит за времена $\tau \sim 10^{-14}$—10^{-16} с. Вероятность W_p испускания ЗП достигает десятков % для лёгких элементов и уменьшается с ростом Z.

Исследование излучателей ЗП даёт информацию о свойствах ядер, удалённых от долины стабильности: об энергиях, спинах, изоспинах возбуждённых состояний, о ширинах и плотностях уровней, о характеристиках β-распада с большой энергией, а также о дефектах масс. Для излучателей с $Z \lesssim 25$ возможно спектроскопич. изучение уровней промежуточного ядра. Напр., в протонном спектре ^{33}Ar (рис. 2) ($T_{1/2} = 0{,}174$ с, $W_p = 34\%$) наиб. интенсивный пик ($\mathscr{E}_p = 3{,}27$ МэВ) обязан распаду возбуждённого состояния ($T = 3/2$) ядра ^{33}Cl — изобарного аналога ^{33}Ar. Точное измерение вероятности перехода в *аналоговое состояние* позволяет определить его «чистоту» по изоспину. Это определено для ^{17}Ne, ^{29}S, ^{33}Ar, ^{46}Ti.

Для более тяжёлых ядер ($Z > 25$) спектр ЗП описывается соотношением

$$I(\mathscr{E}_p) \propto f\left(Q_\beta - \mathscr{E}_p^{\text{св}} - \mathscr{E}_p\right) S_\beta \frac{\Gamma_p}{\Gamma},$$

где f — статистич. фактор β-распада, S_β — силовая ф-ция (ср. квадрат матричного элемента перехода, отнесённый к единичному интервалу энергии возбуждения), Γ_p/Γ — относит. протонная ширина. Фактор f падает с ростом $\mathscr{E}_p$, а Γ_p/Γ растёт с $\mathscr{E}_p$ в силу увеличения прозрачности кулоновского барьера для протонов. Это приводит к «колоколообразной» структуре спектра ЗП (рис. 1, слева). Анализ спектров ЗП используют для определения S_β. Для этого эксперим. спектр сравнивают с расчётным в предположении S_β-const (рис. 3). Граничная энергия спектра ЗП определяется разностью масс исходного и конечного ядер. Т. к. существующие теории описания ядерных масс согласуются с экспериментом вблизи области стабильности и расходятся при удалении от неё, то определение энергий распада удалённых ядер ценно для проверки этих моделей.

Полные ширины Γ протонно-нестабильных состояний находят по спектру квантов характеристического рентг. излучения в совпадении с ЗП. При К-заахвате электрона ядром в К-оболочке образуется вакансия. Энергия испускаемого рентг. кванта зависит от того, когда произошёл вылет протона: до заполнения электронной вакансии или после. Отношение интенсивностей этих квантов будет определяться отношением времён жизни вакансии $\tau_в$ и протонно-нестабильного состояния промежуточного ядра $\tau = \hbar/\Gamma$. Рассчитав $\tau_в$ и зная вид рентг. спектра (в совпадениях с ЗП), находят τ и, следовательно, полную ширину $\Gamma = \hbar/\tau$. Диапазон измеренных $\tau \approx 10^{-15}$—10^{-17} с.

Флуктуации интенсивности в спектре ЗП связаны с флуктуациями матричных элементов β-перехода и протонного распада. Для анализа этих флуктуаций развита статистич. модель, к-рая позволяет определить плотность уровней промежуточного ядра. Эта информация важна, т. к. относится к области удалённых

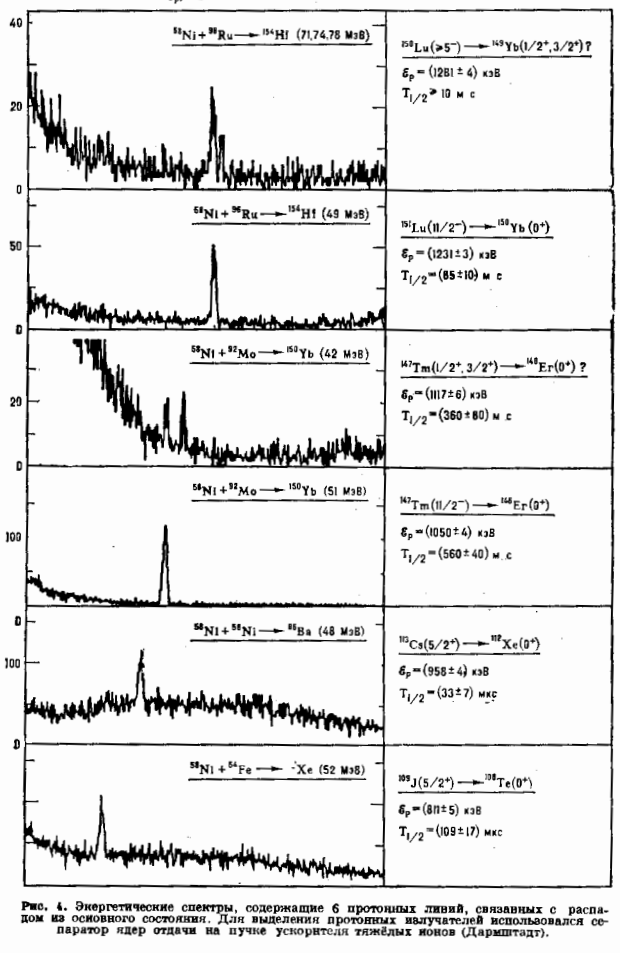


Рис. 4. Энергетические спектры, содержащие 6 протонных линий, связанных с распадом из основного состояния. Для выделения протонных излучателей использовался сепаратор ядер отдачи на пучке ускорителя тяжёлых ионов (Дармштадт).

ядер и к диапазону энергий возбуждения 3—8 МэВ.

2. Протонно-активный изомер ^{53m}Co (пока единственный), полученный в реакции ^{54}Fe(p, 2n), с периодом полураспада $T_{1/2}$ = 247 мс испускает протон с $\mathscr{E}_p$ = = 1,59 МэВ (W_p = 1,5%). Время жизни относительно испускания протона $\tau_p = (P_l\gamma_p^2)^{-1}$, где P_l — прозрачность барьера для протона с орбитальным моментом l, γ_p^2 — приведённая ширина. При р-распаде ^{53m}Co происходит изменение волновой ф-ции ядра, что приводит к уменьшению вероятности распада изомера, т. е. к увеличению времени его жизни.

3. Протонный распад из основного состояния возможен для более *нейтронно-дефицитных ядер*, чем эмиссия ЗП. Из-за эффекта спаривания протонов он оказывается возможным сначала у нечётных ядер. Для регистрации p необходимо условие $\mathscr{E}_{мин} < \mathscr{E}_p < \mathscr{E}_{макс}$, где $\mathscr{E}_{мин}$ задаётся конкуренцией со стороны β-распада ($\tau_p^{макс} \approx 0{,}1$—1 с), а $\mathscr{E}_{макс}$ — быстродействием измерит. методики. Интервал $\mathscr{E}_p$ растёт с Z, что делает предпочтительным поиск П. р. в области $Z > 50$.

Впервые слабая протонная активность с $\mathscr{E}_p$ = = 0,83 ± 0,05 МэВ и $T_{1/2}$ = (1,4 ± 0,8)с наблюдалась при облучении ^{96}Ru пучком ^{32}S (ОИЯИ, 1972). Она была объяснена распадом ^{121}Pr из основного состояния [реакция ^{96}Ru(^{32}S, p, 6n)^{121}Pr]. В 1981 С. Хофман (S. Hofmann) и др. (ФРГ) в реакции ^{96}Ru (^{58}Ni, p, 2n) получили ядра ^{151}Lu, к-рые с периодом $T_{1/2}$ = (85 ± 10) мс испускают протоны с $\mathscr{E}_p$ = 1,23 МэВ. Сечение этой реакции в 700 раз больше, т. к. из-за использования пучка ^{58}Ni необходимый нейтронный дефицит достигается за счёт испарения только трёх нуклонов. В дальнейшем с помощью пучков ^{58}Ni открыто ещё 5 нуклидов, испытывающих распад из основного состояния (рис. 4). Время жизни определяется туннелированием протонов сквозь кулоновский и центробежный барьеры. Длина туннелирования для $\mathscr{E}_p \approx 1$ МэВ составляет примерно 80 Фм.

4. При ещё более значительном нейтронном дефиците для чётных по Z ядер за счёт спаривания протонов теоретически возможен вылет протонной пары (при устойчивости ядра к испусканию одного протона). Пока это явление не обнаружено, однако открыта т. н. бета-задержанная двухпротонная радиоактивность трёх изучателей на пучке ^{3}He: ^{22}Al (0,07 с), ^{26}P (0,02 с), ^{35}Ca (0,05 с). Эти ядра испытывают т. н. сверхразрешённый β-распад, после чего происходит последовательное испускание двух протонов.

Лит.: Карнаухов В. А., Петров Л. А., Ядра, удаленные от линии бета-стабильности, М., 1981; Particle emission from nuclei, ed. by M.S. Ivascu, D. N. Poenaru, v. 1—3, CRC Press, 1988.

В. А. Карнаухов.

ПРОТО́ННЫЙ ЛИНЕ́ЙНЫЙ УСКОРИ́ТЕЛЬ — линейный ускоритель, предназначенный для ускорения тяжёлых нерелятивистских частиц (протонов, ионов). Отличается от линейного ускорителя лёгких частиц (электронов, позитронов) частотой эл.-маги. колебаний ускоряющего ВЧ-поля (метровый диапазон вместо дециметрового), устройством ускоряющих структур и существенно бо́льшими габаритами. См. *Линейные ускорители.*

Л. Л. Гольдин.

ПРОТО́ННЫЙ СИНХРОТРО́Н — см. *Синхротрон протонный.*

ПРОТО́Н-ПРОТО́ННАЯ ЦЕПО́ЧКА — см. *Водородный цикл.*

ПРОТУБЕРА́НЦЫ (от лат. protubero — вздуваюсь) — холодные ($T \lesssim 10^4$К) плотные образования внутри горячей ($T \gtrsim 10^6$К) разреженной короны *Солнца.* Они сильно различаются между собой по форме, структуре и времени жизни. Над солнечным лимбом П. наблюдаются в виде похожих на гигантские языки пламени потоков газа, чаще — в виде светящихся аркад, к-рые состоят из множества отд. нитей и движущихся сгустков газа. В проекции на солнечный диск П. видны как тёмные изогнутые ленты сложной структуры, называемые волокнами, соединённые между собой яркими образованиями — каналами волокон. Последние на лимбе проявляются в виде системы струй, соединяющих два или неск. П. Часто встречаются П., представляющие собой сложное переплетение волокон и протоков газа или каналов волокон.

Существует неск. классификаций П. по их топологии и степени динамич. активности. Основным является деление на два класса: спокойные и активные П. К классу спокойных (рис. 1) относятся долгоживущие (время жизни от 1 сут до неск. месяцев), медленно

Рис. 1. Типичный спокойный протуберанец (снимок в линии H_α).

изменяющиеся, наблюдаемые вне активных областей П. Более короткоживущие, быстро изменяющиеся, связанные с активными областями и с солнечными пятнами П. относятся к классу активных (рис. 2). Спокойные П. делятся на два типа: расположенные ниже голиграфич. широты 40—45° и расположенные выше этой

Рис. 2. Типичный активный протуберанец (снимок в линии H_α).

широты (т. н. полярные П.). К классу активных П. относятся, в частности: П., связанные с солнечными вспышками (п е т е л ь н ы е П.), П., связанные с солнечными пятнами, э р у п т и в н ы е П.

П. связаны с магн. полями на Солнце. Это используется для изучения солнечных магн. полей, особенно крупномасштабных. Их изменение в ходе цикла *солнечной активности* можно проследить по положениям спокойных П. Как правило, волокна располагаются над фотосферной нейтральной линией — границей раздела полярности вертикальной составляющей фотосферного магн. поля (см. *Вспышка на Солнце*). Магн. поля связывают П. практически со всеми проявлениями солнечной активности, включая вспышки, корональные транзиенты (см. *Солнечная корона*), выбросы солнечной плазмы в *межпланетную среду*.

В спектрах П. наблюдаются линии излучения водорода, гелия, ионизов. кальция и др. металлов. Это позволяет оценить характерные значения параметров плазмы в П.: темп-ру и концентрацию, степень ионизации и возбуждения атомов, скорости гидродинамич. течений (направленных и хаотических), число атомов на луче зрения и многое другое. Кроме эмиссионных линий наблюдается излучение П. в непрерывном спектре. Оно обусловлено в основном рекомбинац. процессами и томсоновским рассеянием фотосферного излучения на свободных электронах, что позволяет оценить полное число таких электронов на луче зрения.

Плазма в П. сильно неоднородна по темп-ре и плотности (концентрация частиц 10^{10}—10^{13} см$^{-3}$). По-видимому, имеется тенденция к выравниванию газового давления в горячих и холодных компонентах внутри П. Однако остаются небольшие градиенты давления, о чём свидетельствуют значительные хаотич. скорости даже в спокойных П. В П. часто происходят нестационарные явления типа «микровспышек». Из анализа спектраль-

ных наблюдений следует также, что в плазме П. отсутствует *локальное термодинамическое равновесие*. Электронная темп-ра равна ионной, однако нет равенства между темп-рами возбуждения, ионизации, *радиационной температурой*.

Совр. наблюдения Солнца в оптич., радио-, УФ- и рентг. диапазонах не подтверждают существовавшие ранее представления о механизмах формирования П. (в частности, т. н. сифонный механизм). Большое различие характерных времён развития П. наряду с многообразием наблюдаемых форм и структур, по-видимому, исключает возможность образования П. всех типов в результате действия единого механизма. Общим свойством механизмов формирования П. является конденсация корональной плазмы, обусловленная потерями тепловой энергии на излучение в условиях, когда теплопроводность частично подавлена магн. полем. Такой процесс соответствует конденсац. моде тепловой неустойчивости. Он особенно эффективен в областях взаимодействия магн. потоков, где происходит их перераспределение типа магн. *пересоединения*.

Лит.: Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Тепловая неустойчивость токового слоя как причина образования холодных нитей в солнечной короне, «Письма в астрономич. ж.», 1980, т. 6, № 9, с. 592; Demoulin P. и др., Fine structures in solar filaments, «Astron. Astrophys.», 1987, v. 183, № 1, p. 142.

А. И. Кирюхина.

ПРОЦЕ́ССОР (англ. processor, от process — обрабатывать) — устройство и (или) *программа* обработки *информации*, функционирующие в составе *ЭВМ*. Как правило, аппаратно П. реализуется в виде одного или неск. *микропроцессоров*. Аппаратные характеристики П. аналогичны характеристикам микропроцессоров.

По выполняемым ф-циям П. классифицируются на центральные, периферийные, ввода-вывода, коммуникационные и специализированные.

Центральный П. (ЦП) — основная часть ЭВМ, определяемая как совокупность арифметическо-логич. устройства (АЛУ), устройства управления и, как правило, оперативного запоминающего устройства (ОЗУ, см. *Памяти устройства*). АЛУ — часть ЦП, реализующая набор основных арифметч. и логич. операций над данными, поступающими на вход АЛУ. Результат выполнения операции подаётся на выход АЛУ. Устройство управлении — часть ЦП, обеспечивающая контроль за передачей и собственно передачу данных между ОЗУ, АЛУ и др. частями компьютера.

Периферийным наз. П., подключаемый к ЭВМ с помощью каналов ввода-вывода. Используется в составе вычислит. системы наряду с ЦП для увеличения её вычислит. производительности и распределения вычислит. ф-ций. Как правило, высокопроизводительные вычислит. системы содержат несколько (10 и более) периферийных П., позволяющих проводить одновременную (параллельную) обработку информации.

П. ввода-вывода предназначен для обслуживания работы устройств ввода-вывода информации. Часто включает наряду с аппаратурой программу обслуживания разл. ф-ций конкретного устройства.

Коммуникационным наз. П. ввода-вывода, используемый для контроля и передачи данных по коммуникац. линиям в соответствии со стандартными правилами передачи данных (протоколами). Используется для организации связи между компьютерами и периферийными удалёнными устройствами (в т. ч. и для организации т. н. электронной почты).

Специализированным наз. П., специально сконструированный для решения конкретной задачи, напр. выполнения прямого и обратного фурье-преобразований (фурье-процессор). Обычно к специализиров. П. относят матем. П. (реализует аппаратно выполнение арифметич. операций с большой точностью, вычисление стандартных ф-ций и т.п.), П. обработки текстов и изображений. Последние два типа П. наряду с аппаратурой включают, как правило, и мощное *программное обеспечение*. Иногда программное обеспечение может полностью выполнять ф-ции аппаратного П. В этом случае оно также наз. П.

Лит.: Майерс Г., Архитектура современных ЭВМ, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1985; Королев Л. Н., Микропроцессоры, микро- и мини-ЭВМ, М., 1988.

В. Н. Задков.

ПРО́ЧНОСТИ ПРЕДЕ́Л — напряжения или деформации, соответствующие максимальному (до разрушения образца) значению нагрузки (мера *прочности твёрдых тел*). При растяжении цилиндрич. образца из металла разрушению (разрыву) обычно предшествует образование шейки, т. е. местное уменьшение поперечных размеров образца, при этом необходимая для деформации растягивающая сила уменьшается. Отношение наиб. значения растягивающей силы к площади поперечного сечения образца до нагружения наз. условным П. п. или временным сопротивлением. Истинным П. п. наз. отношение значения растягивающей силы непосредственно перед разрывом к наименьшей площади поперечного сечения образца в шейке. При одноосном растяжении условный П. п. меньше истинного. В хрупких материалах местное уменьшение поперечных размеров перед разрывом незначительно и поэтому величины условного П. п. и истинного П. п. различаются мало. При продольном сжатии цилиндрич. образца разрушению не предшествует уменьшение сжимающей силы. Условный и истинный П. п. при этом вычисляются как отношения значения сжимающей силы непосредственно перед разрушением к начальной (до сжатия) площади поперечного сечения и к площади сечения при разрушении соответственно. При кручении тонкостенного трубчатого образца определяется П. п. при сдвиге как наибольшее касательное напряжение, предшествующее разрушению образца.

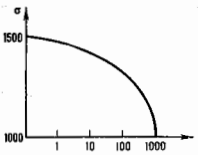
В сложном напряжённом состоянии П. п. определяется как значение нек-рой комбинации компонентов тензора напряжений или тензора деформации перед разрушением. При этом, вообще говоря, значение П. п. зависит от процесса деформации, т. е. от порядка приложения нагрузок. В нек-рых материалах разрушение наступает, когда наибольшее растягивающее напряжение достигает предельного значения; в других — когда предельного значения достигает наибольшее касательное напряжение; в третьих — когда предельного значения достигает интенсивность напряжений, и т. п. Выбор П. п. зависит как от свойств материала, так и от требований, предъявляемых к конструкции. Напр., в ряде случаев в конструкции недопустимо возникновение пластич. деформаций. При этом для определения П. п. используются условия пластичности.

Значение П. п. зависит от внеш. условий, напр. от темп-ры, гидростатич. давления, наличия химически агрессивной среды. См. также *Прочность длительная*.

В. С. Ленский.

ПРО́ЧНОСТЬ ДЛИ́ТЕЛЬНАЯ — разрушение материала не тотчас после приложения нагрузки, а по истечении нек-рого времени. При этом разрушению предшествует б. или м. заметная деформация *ползучести материалов* (см. также *Прочность твёрдых тел*). Явление П. д. позволяет использовать конструкцию в течение ограниченного (может быть, очень короткого, но достаточного для выполнения заданной ф-ции) времени при больших нагрузках, существенно превышающих нагрузки, допустимые при длит. эксплуатации.

П. д. характеризуется временем до разрушения при фиксированном напряжённом состоянии и при заданной темп-ре. Напр., в опытах с растяжением цилиндрич. образца строят кривые П. д., по к-рым определяется время до разрушения при заданном нормальном напряжении в поперечном сечении для разных значений темп-ры испытаний (рис.). Чем больше напряжение σ, тем меньше времени проходит до разрушения. Для конструирования часто важно знать деформацию в момент, непосредственно предшествующий разрушению. Обычно чем больше время до разрушения, тем меньше накопленная деформация ползучести. В слож-



ном напряжённом состоянии кривую П. д. можно строить, напр., как зависимость времени до разрушения от интенсивности напряжений. Для определения характеристик П. д. при изменяющихся во времени нагрузках пользуются теорией, основанной на понятии накопления в материале микроскопич. повреждений.

Исследование П. д. важно для определения времени безопасного функционирования (ресурса) конструкции и решения проблемы наименьшего веса конструкции. См. также *Запаздывание текучести*. *В. С. Ленский.*

ПРОЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ ТЕЛ — в широком смысле способность твёрдых тел сопротивляться разрушению (разделению на части), а также необратимому изменению формы (пластич. деформации) под действием внеш. нагрузок. В узком смысле — сопротивление разрушению.

В зависимости от материала, вида напряжённого состояния (растяжение, сжатие, изгиб и др.) и условий эксплуатации (темп-ра, время действия нагрузки и др.) в технике приняты разл. меры П. т. т. (предел текучести, временно́е сопротивление, предел усталости и т.д.). Разрушение твёрдого тела — сложный процесс, зависящий от мн. факторов, поэтому величины, определяющие П. т. т., являются условными.

Физическая природа прочности. П. т. т. обусловлена в конечном счёте силами взаимодействия между атомами или ионами, составляющими тело. Напр., сила взаимодействия двух соседних атомов (если пренебречь влиянием окружающих атомов) зависит лишь от расстояния между ними (рис. 1). При равновесном расстоянии $r_0 \sim 0{,}1$ *нм* (1 Å) эта сила равна нулю. При меньших

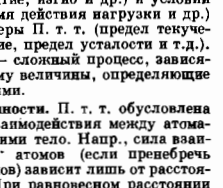


Рис. 1. Зависимость силы взаимодействия двух атомов от расстояния между ними.

расстояниях сила положительна и атомы отталкиваются, при бо́льших — притягиваются. На критич. расстоянии $r_к$ сила притяжения по абс. величине максимальна и равна $F_т$. Напр., если при растяжении цилиндрич. стержня с поперечным сечением S_0 действующая сила P, направленная вдоль его оси, такова, что приходящаяся на данную пару атомов внеш. сила превосходит макс. силу притяжения $F_т$, то атомы беспрепятственно удаляются друг от друга. Однако, чтобы тело разрушилось вдоль нек-рой поверхности, необходимо, чтобы все пары атомов, расположенные по обе стороны от рассматриваемой поверхности, испытывали действие силы, превосходящей $F_т$. Напряжение, отвечающее силе $F_т$, наз. теоретич. прочностью на разрыв $\sigma_т$ ($\sigma_т \approx 0{,}1\,E$, где E — модуль Юнга). Однако на практике наблюдается разрушение при нагрузке P^*, к-рой соответствует напряжение $\sigma = P^*/S$ в 100—1000 раз меньше $\sigma_т$. Расхождение теоретич. П. т. т. с действительной объясняется неоднородностями структуры тела (границы зёрен в поликристаллич. материале, посторонние включения и др.), из-за к-рых нагрузка P распределяется неравномерно по сечению тела.

Механизм разрушения. Если на участке поверхности малых размеров (но значительно превышающих сечение одного атома) локальное напряжение окажется больше $\sigma_т$, вдоль этой площадки произойдёт разрыв. Края разрыва разойдутся на расстояние, большее $r_н$, на к-ром межатомные силы уже малы, и образуется микротрещина (рис. 2). Зарождению микротрещин при напряжении ниже $\sigma_т$ способствуют термич. флуктуации.

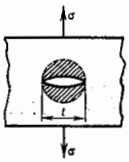


Рис. 2. Трещина Гриффита; заштрихована область, в которой сняты напряжения. Стрелки указывают направление напряжения.

Локальные напряжения особенно велики у края образовавшейся трещины, где происходит концентрация напряжений, причём они тем больше, чем больше её размер. Если этот размер больше нек-рого критич. r_c, на атомы у края трещины действует напряжение, превосходящее $\sigma_т$, и трещина растёт дальше по всему сечению тела с большой скоростью — наступает разрушение. Величина r_c определяется из условия, что освободившаяся при росте трещины упругая энергия материала покрывает затраты энергии на образование новой поверхности трещины: $r_c \approx E\gamma/\sigma^2$ (где γ — энергия единицы поверхности материала). Прежде чем возрастающее внеш. усилие достигнет необходимой для разрушения величины, отд. группы атомов, особенно входящие в состав дефектов в кристаллах, обычно испытывают перестройки, при к-рых локальные напряжения уменьшаются («релаксируют»). В результате происходит необратимое изменение формы тела — пластич. деформация; её также способствуют термич. флуктуации. Разрушению всегда предшествует бо́льшая или меньшая пластич. деформация. Поэтому при оценке r_c в энергию γ должна быть включена работа пластич. деформации γ^p. Если пластич. деформация велика не только вблизи поверхности разрушения, но и в объёме тела, то разрушение в я з к о е. Разрушение без заметных следов пластич. деформации наз. х р у п к и м. Характер разрушения проявляется в структуре поверхности излома. В кристаллич. телах хрупкому разрушению отвечает скол по кристаллографич. плоскостям спайности, вязкому — слияние микропустот и скольжение. При низкой темп-ре разрушение преим. хрупкое, при высокой — вязкое. Темп-ра перехода от вязкого к хрупкому разрушению наз. критич. темп-рой хладноломкости.

Поскольку разрушение есть процесс зарождения и роста трещин и пор, оно характеризуется скоростью или временем τ от момента приложения нагрузки до момента разрыва, т. е. долговечностью материала. Исследования мн. кристаллич. и аморфных тел показали, что в широком интервале темп-р T и напряжений σ, приложенных к образцу, долговечность при растяжении определяется соотношением

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \sigma V}{kT}\right), \qquad (1)$$

где τ_0 прибл. равно периоду тепловых колебаний атомов в твёрдом теле (10^{-12} с), энергия U_0 близка к энергии сублимации материала, активац. объём V составляет обычно неск. тысяч атомных объёмов и зависит от структуры материала, сформировавшейся в процессе предварительной термич. и механич. обработки и во время нагружения. При низких темп-рах долговечность очень резко падает с ростом напряжения, так что при любых важных для практики значениях τ существует почти постоянное предельное значение напряжения σ_0, выше к-рого образец разрушается практически мгновенно, а

ниже — живёт неограниченно долго. Это значение σ_0 можно считать *прочности пределом* (табл.).

Некоторые значения предела прочности на растяжение, кгс/мм² (1 кгс/мм²=10 МН/м²)

	σ_0	σ_0/E
Графит (нитевидный кристалл)	2400	0,024
Сапфир (нитевидный кристалл)	1500	0,028
Железо (нитевидный кристалл)	1300	0,044
Тянутая проволока из высокоуглеродистой стали	420	0,02
Тянутая проволока из вольфрама	380	0,009
Стекловолокно	360	0,035
Мягкая сталь	60	0,003
Нейлон	50	

Время τ затрачивается на ожидание термофлуктуац. зарождения микротрещин и на их рост до критич. размера r_c. Когда к образцу прикладывают напряжение σ, он деформируется сначала упруго, затем пластически, причём около структурных неоднородностей, имевшихся в исходном состоянии или возникших при пластич. деформации, образуются большие локальные напряжения (напр., в кристаллах — в результате скопления дислокаций). В этих местах зарождаются микротрещины. Их концентрация может быть очень большой (напр., в нек-рых ориентиров. полимерах до 10^{15} трещин в 1 см³). Однако их размеры, определяемые масштабом структурных неоднородностей, значительно меньше r_c. Под пост. напряжением размеры и концентрация трещин растут медленно и тело не разрушается, пока случайно (напр., в результате последоват. слияния близко расположенных соседних трещин) одна из них не дорастёт до критич. размера. Поэтому при создании прочных материалов следует заботиться не столько о том, чтобы трещины не зарождались, сколько о том, чтобы они не росли.

Случайное распределение структурных неоднородностей по объёму образца, по размерам и по степени прочности и случайный характер термич. флуктуаций приводят к разбросу значений долговечности (а также предела П. т. т. σ_0) при испытаниях одинаковых образцов при заданных значениях σ и T. Вероятность встретить в образце «слабое» место тем больше, чем больше его объём. Поэтому П. т. т. (разрушающее напряжение) малых образцов (напр., тонких нитей) выше, чем больших из того же материала (т. н. масштабный эффект). Участки с повышенным напряжением, где легче зарождаются микротрещины, встречаются чаще у поверхности (выступы, царапины). Поэтому полировка поверхности и защитные покрытия повышают П. т. т. Напротив, в агрессивных средах П. т. т. понижена.

Лит.: Гуль В. Е., Структура и прочность полимеров, 3 изд., М., 1978; Разрушение, пер. с англ., т. 1, М., 1973; Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е., Кинетическая природа прочности твердых тел, М., 1974.

А. Н. Орлов.

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — низкотемпературный механизм проводимости в *полупроводниках*, при к-ром перенос заряда осуществляется путём квантовых туннельных переходов («прыжков») носителей заряда между разл. локализованными состояниями. Прыжки сопровождаются поглощением или излучением фононов. Наиб. изучена П. п. в слаболегированном кристаллич. полупроводнике, где происходит туннелирование между примесными электронными состояниями, а также в *аморфных и стеклообразных полупроводниках*, в к-рых носители заряда туннелируют между локализов. состояниями хвоста плотности состояний в квазизапрещённой зоне.

Слаболегированным наз. кристаллич. полупроводник (для определённости *n*-типа), в к-ром концентрация доноров $N_д$ мала по сравнению с концентрацией, при к-рой происходит *переход металл — диэлектрик*. В таких случаях перекрытие электронных оболочек соседних доноров мало. Поэтому каждый донор можно рассматривать как водородоподобный атом, внеш. электрон к-рого находится на расстоянии боровского радиуса $a = 0{,}5\cdot10^{-8}$ см и имеет энергию связи с ядром $\mathscr{E}_{св} \sim 13{,}6$ эВ. В таких полупроводниках переход к П. п. происходит при низких темп-рах ($T \sim 10$ К), когда вероятность термоактивации электрона донора в зону проводимости (для определённости рассматриваем полупроводник *n*-типа) становится много меньше вероятности его туннелирования на соседний незанятый донор. На графике зависимости логарифма проводимости δ от $1/T$ этому переходу соответствует излом (энергия активации проводимости меняется от $\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_д$ до $\mathscr{E}_в$, равной по порядку величины ширине примесной зоны $\mathscr{E}_c$ — дно зоны проводимости).

Т. к. электрон может прыгать только с занятого донора на свободный, необходимым условием П. п. является наличие свободных мест в примесной зоне, к-рое при низких темп-рах может быть обеспечено лишь компенсацией, т. е. введением акцепторной примеси, забирающей часть электронов с доноров.

Модель сетки сопротивлений. При термодинамич. равновесии частоты Γ_{ij} туннельных переходов электрона с донора i на донор j и обратно (Γ_{ji}) равны между собой и определяются соотношением

$$\Gamma_{ij} = \gamma_0 \exp(-\xi_{ij});$$

$$\xi_{ij} = \frac{2r_{ij}}{a} + \frac{\mathscr{E}_{ij}}{kT}. \qquad (1)$$

Здесь $\gamma_0 \approx 10^{12}$ Гц (частота порядка фононной), r_{ij} — расстояние между донорами, a — радиус локализации волновой ф-ции электрона,

$$\mathscr{E}_{ij} = \begin{cases} (\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_j) - \frac{e^2}{\varepsilon r_{ij}} & \text{при } (\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_F)(\mathscr{E}_j - \mathscr{E}_F) < 0, \\ \text{макс}(|\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_F|, |\mathscr{E}_j - \mathscr{E}_F|) & \text{при } (\mathscr{E}_i - \mathscr{E}_F)(\mathscr{E}_j - \mathscr{E}_F) > 0. \end{cases} \qquad (2)$$

Здесь $\mathscr{E}_i$, $\mathscr{E}_j$ — энергии электрона на донорах, ε — диэлектрич. проницаемость. Первое слагаемое в (1) связано с зависимостью от r_{ij} матричного элемента электронно-фононного взаимодействия, второе — с малой вероятностью найти фонон с энергией больше kT, необходимой для перехода.

Внеш. электрич. поле E нарушает баланс между Γ_{ij} и Γ_{ji} по двум причинам: 1) за счёт действия самого поля и за счёт изменения зарядового состояния соседних примесей меняются энергии доноров, а с ними и энергия фонона, необходимого для прыжка; 2) поле, перераспределяя электроны, меняет средние по времени числа заполнения доноров, что можно описать введением для каждого донора локального *квазиуровня Ферми* $\mathscr{E}_F^i$, $\mathscr{E}_F^j$. В результате между донорами возникает электрич. ток, пропорциональный электрич. полю E (линейное приближение):

$$I_{ij} = (U_i - U_j)/R_{ij}, \qquad (3)$$

где $U_i = -(\mathscr{E}r_i + \mathscr{E}_F^i/e)$ — электрохим. потенциал. Можно показать, что

$$R_{ij} = \frac{kT}{e^2\gamma_0} \exp \xi_{ij}. \qquad (4)$$

Т. о., задача о вычислении прыжковой электропроводности полупроводника сводится к задаче о проводимости эквивалентной сетки сопротивлений (сетки Миллера и Абрахамса), узлы к-рой соответствуют локализованным состояниям (донорам), а сопротивления, включённые между узлами, задаются (4).

Важнейшим свойством сетки Миллера и Абрахамса является экспоненциально широкий разброс входящих в неё сопротивлений: для слаболегированного полупроводника значения только первого слагаемого в (1) для доноров, отстоящих на среднем и двух средних расстояниях, отличаются примерно в 10, а соответствую-

щие сопротивления R_{ij} в e^{10} (в $2{,}2\cdot10^4$) раз. Поэтому для вычисления проводимости всей сетки необходимо использовать методы *протекания теории*, к-рые дают выражение для проводимости:

$$\delta \simeq \frac{e^2\gamma_0}{LkT}\exp(-\xi_c). \qquad (5)$$

Здесь ξ_c — т. н. порог протекания по случайным узлам с критерием связности $\xi_{ij} \leqslant \xi_c$, при к-ром все пары доноров с $\xi_{ij} \leqslant \xi_1$ образуют бесконечный кластер, пронизывающий весь образец. Длина кластера

$$L \simeq r_h \xi_c^{\nu}, \qquad (6)$$

где r_h — ср. длина прыжка, а ν — критич. индекс, зависящий от размерности решётки: $\nu_3 = 1{,}33$, $\nu_2 = 0{,}88$.

Наиб. просто задача о вычислении ξ_c решается для относительно высоких темп-р, когда для типичной пары ближайших доноров с $r_{ij} = N_д^{-1/3}$ первое слагаемое в (1) много больше второго. В этом случае

$$\xi_c = 2r_c/a + \varepsilon_a/kT, \qquad (7)$$

где $r_c = 0{,}865\ N_д^{-1/3}$ — т. н. перколяционный радиус, а $\varepsilon_a = \langle\varepsilon_{ij}\rangle$. Ср. энергия $\langle\varepsilon_{ij}\rangle$ определяется легированием и степенью компенсации образца $K \equiv N_A/N_д$ (N_A — концентрация акцепторов):

$$\langle\varepsilon_{ij}\rangle = \left(e^2N_д^{1/3}/\varepsilon\right)\cdot F(K). \qquad (8)$$

Здесь $F(K)$ — безразмерная ф-ция (табулирована).

При $K \to 0$ величина $F(K) = 0{,}99$; при росте степени компенсации $F(K)$ сначала убывает, проходит через минимум при $K \simeq 0{,}5$ и возрастает как $(1-K)^{-1/3}$ при $K \to 1$. При $K \ll 1$ ф-ла (7) справедлива при $T \ll T_{кр} \equiv \equiv \varepsilon_a/k\ln(1/K)$, а при $T > T_{кр}$ проводимость зависит от T лишь степенным образом.

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. При низких темп-рах, когда $\varepsilon_a/kT > 2r_c/a$, значит. вклад в П. п. дают не все локализов. состояния примесной зоны, а только их небольшая часть, попадающая в «оптимальную» энергетич. полоску $\pm\xi_c kT$ вокруг уровня Ферми. При уменьшении T ширина оптим. полоски уменьшается (несмотря на рост ξ_c), а расстояния между попавшими в неё локализов. состояниями растут; П. п. в этом режиме наз. П. п. с переменной длиной прыжка (*VRH* — variable range hopping). Если плотность состояний $g(\varepsilon)$ постоянна внутри полоски, то для ξ_c справедлив закон Мотта:

$$\xi_c = (T_0/T)^{1/(1+d)}, T_0 = \beta_d/[g(\varepsilon_F)ka^d], \qquad (9)$$

где d — размерность пространства, коэф. $\beta_3 = 13{,}8$, $\beta_2 = 21{,}2$.

В слаболегированных полупроводниках, где основной причиной разброса энергетич. уровней является кулоновский потенциал заряженных примесей, плотность состояний на уровне Ферми квадратично обращается в 0 (кулоновская щель). В этом случае

$$\xi_c = (T_0/T)^{1/(1+d)},\ T_0 = \beta_d e^3(ke\alpha), \qquad (10)$$

где $\beta_3 = 6{,}2$, $\beta_2 = 2{,}8$.

Прыжковая проводимость в аморфных полупроводниках практически всегда носит характер *VRH* и наблюдается при значительно более высоких темп-рах, чем в слаболегированных кристаллич. полупроводниках, из-за большей плотности состояний. Вид зависимости $\sigma(T)$ определяется структурой $g(\varepsilon)$ и сильно зависит от материала и способа приготовления образца. У многих аморфных полупроводников наблюдается зависимость (10).

Неомические эффекты в П. п. наступают в электрич. полях, когда напряжение eEL, падающее на корреляционной длине бесконечного кластера, становится больше или порядка kT, и для критич. сопротивлений сетки Миллера и Абрахамса оказывается неверным выражение (3), полученное разложением по малому параметру eU/kT. При $T \ll \varepsilon_a/k$ и в области *VRH* электропроводность $\sigma(E) \equiv j(E)/E$ экспоненциально растёт с полем. Для $E > E_c \equiv kT/eL$ в пределе $\xi_c \gg 1$

$$\sigma(E) \simeq \sigma(0)\exp\left[C\sqrt{eEL/kT}\right], \qquad (11)$$

где C — численный коэф. Выражение (11) справедливо для $\xi_c > 30$, а при соответствующих эксперименту значениях $\xi_c \simeq 10 \div 20$ зависимость $\ln[\sigma(E)/\sigma(0)]$ от E близка к линейной.

Прыжковая проводимость в переменном электрическом поле связана со смещением носителей лишь на конечные расстояния. Поэтому при частоте поля $\omega > \sigma$ проводимость определяется не бесконечным кластером, а переходами электронов между парами конечных кластеров, состоящих из доноров, связанных сопротивлениями с $\xi_{ij} < \xi(\omega) \equiv \ln(\gamma_0/\omega)$. При больших частотах, когда разница $\xi_c - \xi(\omega)$ становится не мала по сравнению с ξ_c, проводимость определяется поглощением энергии в изолиров. парах локализованных состояний. При относительно малых частотах и высоких темп-рах, когда $\hbar\omega \ll kT$, основным механизмом поглощения являются релаксац. потери, а при $\hbar\omega \gg kT$ — резонансное (бесфононное) поглощение фотонов.

Лит.: Шкловский Б. И., Неомическая прыжковая проводимость, «ФТП», 1976, т. 10, в. 8, с. 1440; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Энергия активации прыжковой проводимости слабо легированных полупроводников, «ФТП», 1979, т. 13, с. 2192; Звягин И. П., Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках, М., 1984.

Е. И. Левин.

ПРЯМОЗО́ННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — *полупроводники*, в энергетич. спектре к-рых «потолок» валентной зоны ε_v и дно зоны проводимости ε_c соответствуют одному и тому же значению квазиимпульса. Межзонное поглощение эл.-магн. излучения в П. п. сопровождается прямыми (вертикальными) переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости без изменения квазиимпульса, поскольку волновой вектор фотона пренебрежимо мал по сравнению с вектором обратной решётки. К П. п. относятся GaAs, InSb и др.

Э. М. Эпштейн.

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — процессы, в к-рых вносимая в ядро энергия передаётся преим. одному или небольшой группе нуклонов. П. я. р. вызываются всевозможными налетающими на ядро частицами — от γ-квантов до многозарядных ионов, во всём доступном диапазоне энергий (до неск. ГэВ). Для П. я. р. характерны сильная угл. анизотропия вылета частиц и сравнительно слабая зависимость сечения σ от энергии налетающих частиц $\mathscr{E}$. Ядро, образующееся в результате П. я. р., находится, как правило, либо в слабо возбуждённом, либо в основном состоянии.

П. я. р. были открыты в нач. 50-х гг. 20 в. Первыми были обнаружены реакции дейтронного срыва (d, p) и подхвата (p, d) на лёгких ядрах. Образующиеся в этих реакциях протоны и дейтроны вылетают в основном вперёд (в направлении пучка налетающих частиц). Известны П. я. р., в к-рых нуклон или группа нуклонов переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому (реакции передачи), реакции квазиупругого рассеяния (p, 2p), процессы с выбиванием из ядра дейтронов, т. е. реакции (p,pd), и т. д.

Особенности П. я. р. могут быть объяснены, если допустить, что вылетевшие из ядра частицы получили энергию и импульс в процессе непосредств. взаимодействия с налетающей частицей. Предполагается, что П. я. р. происходят на периферии ядра, где плотность нуклонов мала, вследствие чего частица, получившая достаточную энергию от внеш. агента, имеет

значит. вероятность покинуть ядро. Т. к. протяжённость периферийного слоя порядка 1 Ф, а радиус ядра тяжёлых ядер составляет 10 Ф (см. *Ядро атомное*), то относит. вероятность П. я. р. должна быть ~10% (у лёгких ядер несколько больше), что согласуется с экспериментом.

Количеств. теория П. я. р. была предложена С. Т. Батлером (S. T. Butler) в 50-х гг., впервые применительно к реакциям срыва. Она основывалась на представлении о потенциальном взаимодействии налетающей частицы с нуклонами ядра. В 60-х гг. была сформулирована дисперсионная теория, основанная на использовании методов *квантовой теории поля* (фейнмановской диаграммной техники). Она даёт возможность выразить вероятность П. я. р. через константы, характеризующие ядро (напр., эфф. число частиц данного сорта на периферии ядра) и амплитуды вероятности элементарного акта взаимодействия налетающей и внутриядерной частиц.

П. я. р. используются для изучения спектра ядерных уровней, структуры периферии ядра (в частности, периферийных корреляров. групп нуклонов — «кластеров», см. *Нуклонных ассоциаций модель*) и получения данных о взаимодействии нестабильных элементарных частиц с нуклонами.

Лит.: Батлер С., Ядерные реакции срыва, пер. с англ., М., 1960; Шапиро И. С., Теория прямых ядерных реакций, М., 1963; его же, Некоторые вопросы теории ядерных реакций при высоких энергиях, «УФН», 1967, т. 92, в. 4, с. 549; Колмбасов В. М., Лексин Г. А., Шапиро И. С., Механизм прямых реакций при высоких энергиях, «УФН», 1974, т. 113, в. 2, с. 239.

И. С. Шапиро.

ПСЕВДОВЕ́КТОР — то же, что *аксиальный вектор*.

ПСЕВДОЕВКЛИДОВО ПРОСТРА́НСТВО — веществ. линейное пространство, снабжённое не положительно определённым *скалярным произведением* (a, b). Для П. п. размерности n и индекса p аксиома положит. определённости скалярного произведения *евклидова пространства* заменяется следующей: существуют n векторов a_i, $i = 1, \ldots, n$, таких, что

$$(a_i, a_j) = 0, \ i \neq j; \ (a_k, a_k) > 0, \ k \leqslant p; \ (a_k, a_k) < 0, \ k > p.$$

Пара чисел (p, q), где $q = n - p$, наз. сигнатурой П. п., обозначаемого $E_{(p,q)}$ (или $\mathbb{R}^n_{p,q}$). Для физики особенно важно *Минковского пространство — время* $E_{(1,3)}$, фигурирующее в специальной теории относительности.

В П. п. можно ввести основные операции векторного и тензорного анализа, в частности *индефинитную метрику*. Координаты, в к-рых метрич. тензор g_{ij} имеет вид

$$g_{ij} = 0, \ j \neq i; \ g_{kk} = 1, \ k \leqslant p; \ g_{kk} = -1, \ k > p,$$

наз. псевдоевклидовыми. В них скалярное произведение принимает вид

$$(a, b) = g_{ik} a^i b^k = a^1 b^1 + \ldots + a^p b^p - a^{p+1} b^{p+1} - \ldots - a^n b^n.$$

Псевдоевклидов квадрат длины вектора в П. п., в отличие от евклидова, может быть отрицательным, а также нулевым (изотропные векторы). Совокупность изотропных векторов образует изотропный конус.

Движения П. п. образуют $n(n+1)/2$-мерную группу (для $E_{(1,3)}$ — *Пуанкаре группу*) и в псевдоевклидовых координатах записываются в виде

$$x \to x' = \Lambda x + a,$$

где a — вектор трансляции, Λ — $n \times n$-матрица поворотов, такая, что $(a, b) = (\Lambda a, \Lambda b)$. Метрику П. п. можно получить из метрики евклидова пространства формальной заменой:

$$x^j = y^j, \ j \leqslant p; \ x^j = iy^j, \ j > p.$$

Кривизны тензор П. п. тождественно равен нулю: как и евклидово, оно плоское.

Лит.: Ефимов Н. В., Высшая геометрия, 6 изд., М., 1978; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Новиков С. П., Фоменко А. Т., Элементы дифференциальной геометрии и топологии, М., 1987.

А. М. Малокостов.

ПСЕВДОСКАЛЯ́РНАЯ ЧАСТИ́ЦА — элементарная частица, характеризующаяся нулевым спином и отрицательной *внутренней чётностью* (см. *Скалярное поле*).

ПСЕВДОСКАЛЯ́РНОЕ ПОЛЕ — см. *Скалярное поле.*

ПСЕВДОТЁНЗОР (относительный тензор) веса ω — многокомпонентная величина P, определяемая в каждой координатной системе n^{r+s} упорядоченными компонентами, к-рые при переходе к новой, штрихованной, системе координат преобразуются по закону:

$$P^{k_1 k_2 \ldots k_r}_{l_1 l_2 \ldots l_s} = \frac{\partial x'^{k_1}}{\partial x^{l_1}} \frac{\partial x'^{k_2}}{\partial x^{l_2}} \cdots \frac{\partial x'^{k_r}}{\partial x^{l_r}} \times$$

$$\times \frac{\partial x^{m_1}}{\partial x'^{l_1}} \frac{\partial x^{m_2}}{\partial x'^{l_2}} \cdots \frac{\partial x^{m_s}}{\partial x'^{l_s}} P^{i_1 i_2 \ldots i_r}_{m_1 m_2 \ldots m_s} \left[\frac{\partial (x^1, \ldots, x^n)}{\partial (x'^1, \ldots, x'^n)} \right]^{\omega},$$

где ω — целое число, $\omega \neq 0$ (при $\omega = 0$ величина P есть просто *тензор*), а $[\partial(x^1, \ldots, x^n)/\partial(x'^1, \ldots, x'^n)]$ — якобиан преобразования старых (нештрихованных) координат в новые (штрихованные). (При $\omega = +1$ П. наз. тензорной плотностью.) Этот П. называется r раз контравариантным и s раз ковариантным. Над П. можно совершать те же алгебраич. действия, что и над тензорами. Сумма двух П. одинакового порядка, вариантности и веса является П. того же порядка, вариантности и веса. Внеш. произведением двух П. A и B веса ω_A и ω_B с компонентами $A^{a_1 \ldots a_n}_{i_1 \ldots i_m}$ и $B^{b_1 \ldots b_p}_{j_1 \ldots j_q}$ (быть может, различного строения) наз. П. $C = AB$, $(n+p)$ раз контравариантный и $(m+q)$ раз ковариантный веса $\omega_A + \omega_B$ с компонентами

$$C^{a_1 \ldots a_n b_1 \ldots b_p}_{i_1 \ldots i_m j_1 \ldots j_q} = A^{a_1 \ldots a_n}_{i_1 \ldots i_m} B^{b_1 \ldots b_p}_{j_1 \ldots j_q}.$$

Примерами П. являются *Леви-Чивиты символы*: $\xi_{i_1 \ldots i_n}$ с весом $\omega = -1$ и $\xi^{i_1 \ldots i_n}$ с весом $\omega = 1$. Примеры П. в физике — угл. скорость, вихрь векторного поля.

С. И. Азаков.

ПСИ-ЧАСТИЦЫ (ψ-частицы) — общее назв. группы нейтральных мезонов со спином 1 и отрицательной *внутренней чётностью*, имеющих близкие свойства и значения масс, лежащие в интервале 3—4 ГэВ. П.-ч.— *истинно нейтральные частицы*; их *зарядовая чётность* $C = -1$.

Первая из этой группы частиц (т. н. J/ψ-частица) с массой ок. 3,1 ГэВ открыта в 1974 почти одноврем. двумя коллективами физиков: С. Тингом (S. Ting) с сотрудниками [1] при изучении спектра масс электрон-позитронных пар, образующихся в столкновении p + p при энергии падающих протонов 30 ГэВ; Б. Рихтером (B. Richter) с сотрудниками [2] в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках при исследовании энергетич. зависимости сечения аннигиляции в диапазоне энергий в системе центра инерции (с. ц. и.) 2,4—4,8 ГэВ. В обоих случаях чётко проявилось существование тяжёлого мезона со спином 1, распадающегося в канал $e^+ + e^-$: в первом эксперименте — по наличию пика в спектре масс e^+e^--пар, во втором — по наличию резонанса в энергетич. зависимости сечения при $\mathscr{E}_{\text{с.ц.и.}} = 3{,}1$ ГэВ. (Обозначения J и ψ предложены соответственно 1-й и 2-й группами экспериментаторов, с чем и связано двойное название частицы.) Во втором эксперименте практически сразу была открыта и ψ'-частица с массой 3,685 ГэВ. Несколько позже в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках были обнаружены и др. П.-ч. Их совр. характеристики приведены в табл.

Открытие J/ψ-частицы исторически сыграло очень важную роль в становлении кварковой теории строения адронов. J/ψ была первым изученным тяжёлым мезоном, имеющим удивительно малую распадную ширину (всего 63 кэВ при типичных ширинах для

мезонов такой массы ≈ 200 МэВ; см. *Время жизни*). Единств. последоват. объяснение этому парадоксу можно было дать на основе предположения, что J/ψ является связанным состоянием ещё не известных к тому моменту тяжёлых кварка и антикварка, несущих новое квантовое число, названное *очарованием*. Быстрый распад такой системы из очарованных кварка и антикварка возможен только на два мезона, каждый из к-рых имеет в своём составе, по крайней мере, один очарованный кварк (*c*-кварк) или один антикварк. Существование таких мезонов, названных D-мезонами, сначала было постулировано, а в 1976 они были обнаружены (см. *Очарованные частицы*). Масса D-мезона оказалась равной 1864 МэВ. В силу того, что суммарная масса двух D-мезонов ($2m_D = 3728$ МэВ) превышает массу J/ψ- и ψ'-частиц, их распад на пару $D + \bar{D}$ невозможен (что и было исходно предположено). Распады же на др. мезоны идут с заметно меньшей вероятностью. Это объясняет малые ширины J/ψ- и ψ''-частиц и существенно бо́льшие (десятки МэВ) ширины других П.-ч.

Эксперим. открытие D-мезонов — носителей нового квантового числа — явилось убедит. доводом в пользу правильности трактовки физ. природы П.-ч. и решающим образом подтвердило всю концепцию кваркового строения адронов.

Т. о., по совр. представлениям, П.-ч.— связанные системы из *c*-кварка и анти-*c*-кварка: $\psi = (c\bar{c})$ (см. *Кварконий*). J/ψ-частица — наинизшее возможное состояние этой системы при параллельных спинах и $L = 0$. ψ' — первое радиальное возбуждение этой системы. Последующие П.-ч. являются либо орбитальными ($L = 2$), либо радиальными возбуждениями осн. состояния с ещё бо́льшим главным квантовым числом (табл.).

Характеристики псп-частиц

Частица	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Спектроскопич. обозначение* $n^{2s+1}L_J$
J/ψ	3097	0,063	1^3S_1
ψ'	3685	0,215	2^3S_1
ψ''	3770	25	1^3D_1
ψ'''	4030	50	3^3S_1
ψ''''	4160	80	2^3D_1
ψ'''''	4415	40	4^3S_1

* n—главное, L—орбитальное, s—спиновое квантовые числа, J—квантовое число полного момента.

Лит.: 1) Aubert J. J. и др., Experimental observation of heavy particle J, «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1404; 2) Augustin J.-E. и др., Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation, там же, p. 1406; 3) Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 119, в. 4, с. 715.

А. А. Комар.

ПУА́З (П, P) — единица динамич. вязкости в *СГС системе единиц*. Назв. в честь Ж. Л. Пуазёйля (J. L. Poiseuille). 1 П = 0,1 Па·с.

ПУАЗЁЙЛЯ ЗАКОН (Хагена — Пуаэёйля аакон) — закон установившегося течения вязкой несжимаемой жидкости в тонкой цилиндрич. трубке круглого сечения. Сформулирован впервые Г. Хагеном (G. Hagen) в 1839 и вскоре повторно выведен Ж. Л. Пуаэёйлем (J. L. Poiseuille) в 1840—41. Согласно П. з., секундный объёмный расход жидкости пропорционален перепаду давления на единицу длины трубки:

$$Q = k\,\frac{p - p_0}{l}\,d^4 = \frac{\pi}{128}\,\frac{p - p_0}{l}\,\frac{d^4}{\mu},$$

где Q — объём жидкости, протекающей за 1 с через сечение трубки, p и p_0 — давление в двух сечениях трубки, d — диаметр трубки, l — расстояние между сечениями, μ — коэф. вязкости. Связь коэф. k с коэф. вязкости μ установлена в 1845 Дж. Стоксом (G. Stokes): $k = \pi/128\mu$.

П. з. применим только при *ламинарном течении* жидкости и при условии, что длина трубки превышает т. н. длину нач. участка, необходимую для развития ламинарного течения в трубке. Течение, подчиняющееся П. з., наз. течением Пуазёйля; оно характеризуется параболич. распределением скорости по радиусу трубки R: $u = u_{\text{макс}}\,(1 - r^2/R^2)$, где u — скорость на расстоянии r от оси, $u_{\text{макс}}$ — скорость на оси трубки. В ламинарном течении, подчиняющемся П. з., в каждом поперечном сечении трубки ср. скорость $u = Q/\pi R^2$ вдвое меньше макс. скорости $u_{\text{макс}}$ в этом сечении. П. з. применяется для определения коэф. вязкости разл. жидкостей при разл. темп-рах посредством капиллярных вискозиметров.

С. М. Виннецкий.

ПУАЗЁЙЛЯ ТЕЧЕ́НИЕ — *ламинарное течение* жидкости через тонкие цилиндрич. трубки. Описывается *Пуазёйля законом*.

ПУАНКАРЕ́ ГРУ́ППА (неоднородная группа Лоренца) — группа всех вещественных преобразований 4-векторов $x = x^\mu = \{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4 вида $x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu$, где Λ — преобразование из *Лоренца группы*, а a^μ — 4-вектор смещения (трансляции). Элемент П. г. обычно обозначается $\{a, \Lambda\}$, а закон композиции имеет вид $\{a_1, \Lambda_1\}\{a_2, \Lambda_2\} = \{a_1 + \Lambda_1 a_2,\ \Lambda_1\Lambda_2\}$. П. г. играет чрезвычайно важную роль в релятивистской физике, являясь группой её глобальной симметрии. Она была введена в 1905 А. Пуанкаре (H. Poincaré). Как и группа Лоренца, П. г. $\mathscr{P}$ имеет четыре компоненты связности, различаемые значениями $\det\Lambda$ и знаком Λ^0_0, а именно: $\mathscr{P}^\uparrow_+$, $\mathscr{P}^\uparrow_-$, $\mathscr{P}^\downarrow_+$ и $\mathscr{P}^\downarrow_-$. Это — неабелева, некомпактная группа Ли. Наиб. важной является компонента $\mathscr{P}^\uparrow_+$, представляющая собой множество преобразований $\{a, \Lambda\}$ с $\Lambda \in L^\uparrow_+$, содержащая единичное преобразование. В дальнейшем речь будет идти именно об этой группе.

Группа $\mathscr{P}^\uparrow_+$ — 10-параметрическая; к шести генераторам $M_{\mu\nu}$ группы Лоренца добавляются четыре генератора P_μ трансляций. *Ли алгебра* П. г. определяется перестановочными соотношениями для генераторов:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} - g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}),$$

$$[P_\mu, P_\nu] = 0,\quad [M_{\mu\nu}, P_\rho] = i(g_{\mu\rho}P_\nu - g_{\nu\rho}P_\mu),$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор. 10 генераторов П. г. являются осн. динамич. величинами в релятивистской механике. Величину P_μ наз. вектором энергии-импульса или 4-импульсом; 3-вектор $\boldsymbol{M} = (M_{23}, M_{31}, M_{12})$ есть угл. момент. В квантовой теории поля для любого оператора $A(x)$

$$[A(x), P_\mu] = i\partial A(x)/\partial x^\mu.$$

В частности, эволюция во времени определяется оператором P_0, или *гамильтонианом* системы.

Для П. г. имеется два *Казимира оператора*, коммутирующих со всеми её генераторами и, следовательно, релятивистски инвариантных. Это $P^2 = P_\mu P^\mu$ и $W^2 = -w^2$, где псевдовектор $w^\mu = (1/2)\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}M_{\nu\lambda}P_\sigma$, а $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}$ — полностью антисимметричный тензор.

При $P^2 \geqslant 0$ имеется ещё одна дискретная инвариантная характеристика — знак энергии: $\varepsilon = P_0/|P_0|$ с собств. значениями ± 1.

Как и в случае группы Лоренца, представления П. г. строят с помощью односвязной группы $\mathscr{P}_0$ — универсальной накрывающей для группы $\mathscr{P}^\uparrow_+$ (см. *Группа*). Для квантовой теории поля важны унитарные неприводимые представления $\mathscr{P}^\uparrow_+$ (см. *Представление группы*). Согласно требованию релятивистской инвариантности, векторам состояния отвечают т. н. проективные представления, задаваемые с точностью до фазового множителя. Имеет место теорема Вигнера — Баргмана, утверждающая, что любое проективное представление группы $\mathscr{P}^\uparrow_+$ порождается обычным однозначным унитарным представлением группы $\mathscr{P}_0$.

Изучение важных для физики унитарных представлений группы $\mathscr{P}_0$ сводится к классификации её неприводимых унитарных представлений, т. к. хотя $\mathscr{P}_0$ и некомпактна, любое её унитарное представление может

быть разложено в прямую сумму (или интеграл) неприводимых представлений.

Группа $\mathscr{P}_0$ локально изоморфна группе $\mathscr{P}_+^\uparrow$ и имеет те же генераторы и те же операторы Казимира, что и $\mathscr{P}_+^\uparrow$. В зависимости от значений оператора P^2 представления группы $\mathscr{P}_0$ могут быть разделены на следующие классы:

1) $P^2 = m^2 > 0$.

1а) $\varepsilon = 1$ (т. е. $P_0 > 0$). Соответствующие представления описывают трансформац. свойства реальных частиц с массой покоя m.

1б) $\varepsilon = -1$ (т. е. $P_0 < 0$). Эти представления комплексно сопряжены с представлениями класса 1а.

2) $P^2 = 0$, $P \neq 0$.

2а) $\varepsilon = 1$ ($P_0 > 0$). Соответствующие представления описывают частицы с нулевой массой покоя (нейтрино и фотон).

2б) $\varepsilon = -1$ ($P_0 < 0$). Представления этого класса комплексно сопряжены с представлениями класса 2а.

3) $P^2 = -m^2 < 0$ (т. е. вектор P пространственно подобен). Согласно осн. принципам релятивистской механики, частицы с таким импульсом не могут реально существовать. Однако представления класса 3 также встречаются в квантовой теории поля, напр. при описании трансформац. свойств взаимодействующих полей.

4) $P = 0$. Все состояния с таким P трансляционно инвариантны. Все унитарные представления этого класса, кроме единичного, бесконечномерны. Единичное представление соответствует вакууму, инвариантному относительно всех преобразований из П. г.

Физ. смысл инварианта w^2 выявляется просто при $m^2 > 0$, $P_0 > 0$. В этом случае величина $-w^2/m^2$ равна квадрату угл. момента $\boldsymbol{M}^2$ в состоянии покоя, т. е. квадрату спина.

Т. о., неприводимое унитарное представление П. г. характеризуется значениями массы m, спина S и знака энергии (при $m^2 > 0$).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Новожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Мишель Л., Шаффи М., Симметрия в квантовой физике, пер. с англ., М., 1974; Барут А., Рончка Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, М., 1980; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983.

С. И. Азаков.

ПУАНКАРЕ ТЕОРЕМА о возвращении — одна из осн. теорем, характеризующих поведение *динамической системы* с инвариантной мерой. Примером такой системы является *гамильтонова система*, эволюция к-рой описывается решениями *Гамильтона уравнений* $\dot{q}_i = \partial H/\partial p_i$, $\dot{p}_i = -\partial H/\partial q_i$ (q_i и p_i — канонич. координаты и импульсы; $i = 1, \ldots, n$; $H = H(p, q)$ — *Гамильтона функция*; точкой обозначено дифференцирование по времени t). Инвариантной (сохраняющейся при эволюции) мерой служит объём $\int_A \prod_{i=1}^{n} dp_i dq_i$ области A в фазовом пространстве M, сохраняющийся в соответствии с *Лиувилля теоремой*. Согласно П. т., через любую окрестность U любой точки $\boldsymbol{x} = (p_i, q_i)$, принадлежащей инвариантному множеству конечной положительной меры из M, проходит траектория, к-рая возвращается в U. П. т. доказана А. Пуанкаре в 1890.

Общая динамич. система описывается однопараметрич. группой отображений f^t фазового пространства на себя: для точки $\boldsymbol{x}$ из M $f^t(\boldsymbol{x}) = \boldsymbol{x}(t)$, причём $f^t \circ f^s(\boldsymbol{x}) = f^{t+s}(\boldsymbol{x})$, $f^0(\boldsymbol{x}) = \boldsymbol{x}_0$. В общем случае M — нек-рое пространство с мерой μ, инвариантность к-рой означает, что $\mu(f^t(A)) = \mu(A)$ для любой области A из M. Напр., если $f^t(\boldsymbol{x})$ — решение системы дифференц. ур-ний $\dot{\boldsymbol{x}} = \boldsymbol{X}(\boldsymbol{x})$ с нач. условием $f^0(\boldsymbol{x}) = \boldsymbol{x}_0$, то инвариантная мера $\mu(A) = \int_A \rho(\boldsymbol{x}) d\boldsymbol{x}$, где $\rho(\boldsymbol{x})$ — неотрицат. решение *Лиувилля уравнения* $\operatorname{div}(\rho(\boldsymbol{x})\boldsymbol{X}(\boldsymbol{x})) = 0$. Если ф-ция Гамильтона H не зависит от времени явно, она сохраняется, а траектории не покидают поверхность уровня M_c: $H(p, q) = c$ в M. При $\operatorname{grad} H \neq 0$ на M_c инвариантная мера на поверхности уровня задаётся соотношением $d\mu = d\sigma/|\operatorname{grad} H|$, где $d\sigma$ — элемент объёма на M_c.

В общем случае П. т. утверждает, что у динамич. системы с конечной инвариантной мерой для почти всех точек $\boldsymbol{x} \in A$ при $\mu(A) > 0$ траектория $f^t(\boldsymbol{x})$ возвращается в A: найдётся такое $\tau > 1$, что $f^\tau(\boldsymbol{x}) \in A$. При нек-рых предположениях относительно M П. т. усиливается: траектории возвращаются в A бесконечное число раз, т. е. устойчивы по Пуассону.

Примеры: в гамильтоновой системе ур-ний $\dot{x} = y$, $\dot{y} = x - x^3$ все траектории, кроме траекторий, лежащих на уровне $H = 0$, $H = (y^2 - x^2 + x^4/2)/2$, являются периодическими, поэтому возвращаются в любую свою окрестность. Отображение f тора T^2 с координатами (φ, ψ) (mod 2π), задаваемое соотношением $(\varphi, \psi) \to (2\varphi + \psi, \varphi + \psi)$, сохраняет площадь. Здесь периодических точек счётное множество, а через множество полной меры проходят траектории, не являющиеся периодическими, но устойчивые по Пуассону.

Пусть F — любая непрерывная ф-ция на фазовом пространстве M динамич. системы f^t, удовлетворяющей условиям П. т. Тогда для почти всякой точки $\boldsymbol{x} \in M$ и любого, сколь угодно малого $\varepsilon > 0$ найдётся последовательность значений $t_n \to \infty$, для к-рой $|F(\boldsymbol{x}) - F(f^{t_n}(\boldsymbol{x}))| < \varepsilon$, т. е. значение $F(\boldsymbol{x})$ при движении вдоль траектории повторяется с любой заданной точностью. На это утверждение опирается известный парадокс классич. статистич. механики (парадокс возвратов Пуанкаре — Цермело), однако, строго говоря, ни одна из используемых для построения этого парадокса ф-ций (энтропия и т. д.) не является ф-цией на фазовом пространстве.

Лит.: Немыцкий В. В., Степанов В. В., Качественная теория дифференциальных уравнений, 2 изд., М.— Л., 1949; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979.

Л. М. Лерман.

Явление выхода и возвращения точек области A в заданное с определ. точностью микроскопич. состояние — слишком нерегулярный процесс, чтобы его можно было оценить одним характерным временем, называемым временем возвращения Пуанкаре. Ср. время возвращения (цикл Пуанкаре)

$$Q_\tau^* = \tau/\mu(A),$$

где τ — промежуток между измерениями; инвариантная мера $\mu(A) = \int |\operatorname{grad} H(p, q)|^{-1} d\sigma$, где интегрирование проводится по изоэнергетич. поверхности $H(p, q) = \text{const}$.

П. т. не даёт конструктивного построения самого возвращения и нуждается в его реализации с помощью нек-рого случайного процесса. Ср. время возвращения удалось оценить М. Смолуховскому (M. Smoluchowski, 1915) с помощью случайного процесса, моделирующего *броуновское движение*. Он показал, что цикл Пуанкаре значительно больше вероятного времени возвращения наблюдаемого макроскопич. состояния в исходное равновесное состояние.

П. т. рассматривает динамич. системы со строго фиксиров. энергией $\mathscr{E}$. В статистич. физике им соответствуют системы, описываемые микроканонич. распределением Гиббса (см. *Гиббса распределения*). Энергия этих систем задана с точностью $\Delta\mathscr{E} \ll \mathscr{E}$ ($\Delta\mathscr{E}$ можно принять равной ср. *флуктуации* энергии). Число состояний, находящихся в слое $\Delta\mathscr{E}$ [определяемое статистич. весом $W(\mathscr{E}, V, N)$, где N — число частиц, V — объём], чрезвычайно велико. Аналогичное рассмотрение возможно и для др. ансамблей Гиббса.

Реальное время возвращения системы из неравновесного состояния к статистич. равновесию может быть оценено на основании *Онсагера гипотезы*, предполагаю-

щей, что затухание больших флуктуаций происходит по законам термодинамики неравновесных процессов. Хотя большие флуктуации очень редки, все следствия гипотезы Онсагера хорошо подтверждаются экспериментально и позволяют установить связь между *кинетическими коэффициентами* и равновесными флуктуациями потоков (см. *Грина — Кубо формулы*).

Лит.: Смолуховский М., Молекулярно-теоретические исследования по вопросу об обращении термодинамически необратимых процессов и о возврате аномальных состояний, в сб.: Эйнштейн А., Смолуховский М., Броуновское движение, пер. с нем., М., 1936, с. 273; Кац М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965.

Д. Н. Зубарев.

ПУАССО́НА КОЭФФИЦИЕ́НТ — см. *Модули упругости.*

ПУАССО́НА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — *распределение* случайной величины X, принимающей целые неотрицательные значения r:

$$P(X=r)=\frac{\mu^r \exp(-\mu)}{r!},$$

где $\mu > 0$ — параметр. Ср. значение $M(X)=\mu$, дисперсия $D(X)=\mu$, производящая функция $G(z)=\exp[\mu(z-1)]$. П. р. определяет вероятность наблюдения r событий в данный интервал времени t, если эти события независимы и возникают с пост. скоростью ν ($\mu=\nu t$). П. р. подчиняется, напр., число радиоакт. распадов x в течение заданного времени t:

$$P(x=r)=(\nu t)^r \exp(-\nu t)(r!)^{-1},$$

где ν — ср. скорость распадов. При $\mu \to \infty$ П. р. приближается к *Гаусса распределению.*

Лит.: Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 3 изд., М., 1987.

В. П. Жигунов.

ПУАССО́НА СКО́БКИ — важное понятие аналитич. механики, введённое С. Пуассоном (S. Poisson) в 1809 и получившее дальнейшее развитие в гамильтоновой механике (см. *Гамильтонов формализм*). П. с. могут быть обобщены на случай квантовой механики, а также классич. и квантовой теории поля. П. с. двух динамич. величин f и g нек-рой гамильтоновой системы называют выражение

$$\{f,g\}=\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial p_k}\frac{\partial g}{\partial q_k}-\frac{\partial f}{\partial q_k}\frac{\partial g}{\partial p_k}\right), \qquad (1)$$

где $f(q, p, t)$ и $g(q, p, t)$ — нек-рые ф-ции т. н. гамильтоновых (канонических) переменных $q_1,\dots,p_n$ (n — число степеней свободы системы). Встречается определение П. с. $\{f, g\}$, отличающееся от определения (1) множителем (-1). Для обозначения П. с. могут использоваться также круглые (f, g) или квадратные $[f, g]$ скобки. Иногда термин употребляется в единств. числе — «скобка Пуассона». Из определения (1) следуют свойства П. с.:

$$\{g,f\}=-\{f,g\} \qquad (I);$$

$$\{\alpha f+\beta g,h\}=\alpha\{f,h\}+\beta\{g,h\} \qquad (II)$$

(где α, β — нек-рые константы);

$$\{fg,h\}=\{f,h\}g+f\{g,h\} \qquad (III);$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{f,g\}=\left\{\frac{\partial f}{\partial t},g\right\}+\left\{f,\frac{\partial g}{\partial t}\right\} \qquad (IV);$$

$$\{f,\{g,h\}\}+\{h,\{f,g\}\}+\{g,\{h,f\}\}\equiv 0 \qquad (V)$$

(тождество V — т. н. тождество Якоби). Важным свойством П. с. является их инвариантность относительно канонич. преобразований (инвариантность относительно перехода к др. набору канонич. переменных $Q_1,\dots,P_n$):

$$\{f,g\}=\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial P_k}\frac{\partial g}{\partial Q_k}-\frac{\partial f}{\partial Q_k}\frac{\partial g}{\partial P_k}\right), \qquad (1^*)$$

причём оба набора переменных удовлетворяют *Гамильтона уравнениям.* Если одна из ф-ций f или g совпадает с обобщённой координатой q_i или обобщённым импульсом p_k, то

$$\{f,q_i\}=\frac{\partial f}{\partial p_i};\ \{p_k,g\}=\frac{\partial g}{\partial q_k}. \qquad (2)$$

Если и вторая ф-ция заменена на координату или импульс, то

$$\{q_i,q_k\}=0;\ \{p_i,p_k\}=0;\ \{p_i,q_k\}=\delta_{ik}. \qquad (3)$$

Выполнение условия (3) для к.-л. набора переменных $q_1,\dots,p_n$ есть критерий каноничности этого набора. Замена f на гамильтониан системы H, а g — на q_i или p_k даёт

$$\{H,q_i\}=\dot{q}_i;\ \{H,p_k\}=\dot{p}_k, \qquad (4)$$

т. е. соотношения, совпадающие с ур-ниями Гамильтона. Однако наиб. полно проявляется важность понятия П. с. при рассмотрении полной производной по времени от нек-рой динамич. величины $F(q, p, t)$:

$$\frac{dF}{dt}=\frac{\partial F}{\partial t}+\{H,F\}. \qquad (5)$$

При выводе (5) использованы ур-ния Гамильтона и определение П. с. (1). Для сохраняющейся со временем величины F (т. н. интеграла движения) имеет место равенство

$$\frac{\partial F}{\partial t}+\{H,F\}=0, \qquad (6)$$

принимающее в случае F, не зависящего явно от времени, вид

$$\{H,F\}=0. \qquad (7)$$

Из (5), (6) и свойств П. с. вытекает *Пуассона теорема* — П. с. двух интегралов движения F и G есть также интеграл движения:

$$\frac{d}{dt}\{F,G\}=0. \qquad (8)$$

В квантовой механике, в к-рой роль классич. динамич. величин играют эрмитовские операторы, аналогом (1) являются т. н. квантовые П. с.

$$\{\hat{f},\hat{g}\}_{\text{кв}}=\frac{i}{\hbar}[\hat{f},\hat{g}]\equiv\frac{i}{\hbar}(\hat{f}\hat{g}-\hat{g}\hat{f}). \qquad (9)$$

[Определение этих скобок иногда также отличается от (9) множителем (-1).] Квантовые П. с. обладают теми же свойствами (I — V), что и классические, причём доказательство справедливости тождества Якоби является в квантовом случае более простым. Сохраняют свой вид соотношения (3), и тем самым коммутац. соотношение Борна — Иордана

$$[\hat{p}_x,\hat{z}]=-i\hbar$$

представляет собой аналог соответствующей классич. ф-лы, что впервые использовано П. Дираком (P. Dirac) в построении формального матем. аппарата квантовой механики. Через квантовые П. с. выражается оператор, отвечающий производной по времени нек-рой физ. величины A:

$$\frac{d\hat{A}}{dt}=\frac{\partial\hat{A}}{\partial t}+\{\hat{H},\hat{A}\}_{\text{кв}}\equiv\frac{\partial\hat{A}}{\partial t}+\frac{i}{\hbar}[\hat{H},\hat{A}]. \qquad (10)$$

Наконец, сохраняет свой вид теорема Пуассона: умноженный на $i/\hbar$ коммутатор двух интегралов движения есть также интеграл движения. В квантовом случае теореме Пуассона может быть придана групповая интерпретация, если интегралы движения обусловлены той

или иной группой симметрии задачи (посредством *Нётер теоремы*). В таком случае интегралы движения совпадают (с точностью до множителя) с *генераторами группы* симметрии квантовой системы $\hat{\Lambda}_\alpha$. Коммутатор к.-л. пары генераторов (являющейся в силу теоремы Пуассона интегралом движения) должен к.-л. образом выражаться через все эти генераторы. Обычно эта связь линейна:

$$[\hat{\Lambda}_\alpha, \hat{\Lambda}_\beta] = iC^\gamma_{\alpha\beta}\hat{\Lambda}_\gamma \qquad (11)$$

(по индексу γ подразумевается суммирование). Ф-лы (11) фактически совпадают с соотношениями, определяющими *Ли алгебру* соответствующей группы симметрии квантовой системы, где $C^\gamma_{\alpha\beta}$ — т. н. структурные константы. Следует иметь в виду, что в физ. лит-ре генераторы, как правило, являются эрмитовскими операторами, тогда как в матем. лит-ре — антиэрмитовскими. По этой причине в правой части соотношения (11) возникает мнимая единица i, и возможно появление множителя (-1).

В ряде случаев складывается, в известном смысле, обратная ситуация, если не все из имеющихся в данной задаче интегралов движения связаны с явной (следующей из геом. соображений) группой симметрии. Если коммутатор любой пары интегралов движения линейно выражается через все интегралы движения

$$[\hat{M}_\alpha, \hat{M}_\beta] = iD^\gamma_{\alpha\beta}\hat{M}_\gamma, \qquad (12)$$

можно попытаться найти группу, алгебра Ли к-рой описывается соотношениями (12). Если такая группа существует, то о ней говорят как о группе «скрытой» симметрии задачи (при этом числа $D^\gamma_{\alpha\beta}$ являются структурными константами этой группы). Следующие примеры иллюстрируют изложенное.

1. Свободная частица массы m с импульсом $\boldsymbol{p}$: $\hat{H} = \hat{\boldsymbol{p}}^2/2m$. Группа симметрии — группа движений трёхмерного пространства (совокупность трёхмерных вращений и произвольных трансляций). Имеющиеся в данной задаче интегралы движения — компоненты импульса $\hat{\boldsymbol{p}}$ и момента импульса $\hat{\boldsymbol{L}} = [\hat{\boldsymbol{r}}\,\hat{\boldsymbol{p}}]$, делённые на $\hbar$, представляют собой набор генераторов упомянутой группы.

2. Частица в трёхмерном центр. поле: $\hat{H} = \hat{\boldsymbol{p}}^2/2m + U(r)$. Группа симметрии задачи — группа трёхмерных вращений $O(3)$. Компоненты момента импульса $\hat{\boldsymbol{L}}$ (в единицах $\hbar$) являются генераторами группы $O(3)$.

3. Трёхмерный изотропный осциллятор: $\hat{H} = \hat{\boldsymbol{p}}^2/2m + m\omega^2\boldsymbol{r}^2/2$. Явная (геометрическая) симметрия задачи — $O(3)$. Кроме момента импульса $\hat{\boldsymbol{L}}$ имеется ещё три очевидных интеграла движения

$$\hat{H}_k = \frac{\hat{p}_k^2}{2m} + \frac{m\omega^2 x_k^2}{2},$$

$k = 1, 2, 3$ — сохраняющиеся энергии трёх независимых осцилляторов, отвечающих колебаниям вдоль трёх декартовых осей. Они взаимно перестановочны. Коммутаторы вида $[\hat{H}_k, \hat{L}_l]$ порождают интегралы движения

$$K_1 = \frac{p_2 p_3}{m} + m\omega^2 x_2 x_3$$

и т. п. Удобно перейти к следующим операторам:

$$\hat{A}^k_l = \hat{a}^+_k \hat{a}_l;\quad \hat{a}_l = \frac{m\omega\hat{x}_l + i\hat{p}_l}{\sqrt{2m\hbar\omega}};\quad \hat{a}^+_k = \frac{m\omega\hat{x}_k - i\hat{p}_k}{\sqrt{2m\hbar\omega}},$$

через к-рые исходные интегралы движения выражаются в виде линейных комбинаций

$$\hat{H}_1 = \hbar\omega\left(\hat{A}^1_1 + \frac{1}{2}\right), \ldots,$$

$$\hat{K}_1 = \hbar\omega\left(\hat{A}^2_3 + \hat{A}^3_2\right),\ \hat{L}_1 = i\hbar\left(\hat{A}^3_2 - \hat{A}^2_3\right)$$

и т. п.

Алгебра Ли, связанная с операторами $\hat{A}^k_l$, описывается соотношениями

$$\left[\hat{A}^j_i, \hat{A}^l_k\right] = \delta^l_i \hat{A}^j_k - \delta^j_k \hat{A}^l_i,$$

представляющими собой канонич. форму алгебры Ли группы трёхмерных унитарных преобразований $U(3)$ — группы «скрытой» симметрии трёхмерного изотропного осциллятора. Отсутствие множителя i в правой части предыдущего соотношения обусловлено неэрмитовостью (вообще говоря) инфинитезимальных операторов $\hat{A}^k_l$.

4. Атом водорода. В атомных единицах ($e = \hbar = m = 1$) гамильтониан задачи имеет вид $\hat{H} = \hat{\boldsymbol{p}}^2/2 - 1/r$. Кроме момента импульса $\hat{\boldsymbol{L}}$ (безразмерного в используемых единицах) задача обладает специфич. векторным интегралом движения, т. н. вектором Рунге — Ленца:

$$\hat{\boldsymbol{A}} = \frac{\boldsymbol{r}}{r} + \frac{1}{2}[\hat{\boldsymbol{L}}\hat{\boldsymbol{p}}] - \frac{1}{2}[\hat{\boldsymbol{p}}\hat{\boldsymbol{L}}].$$

Удобно ввести «нормированный» вектор Рунге — Ленца, имея в виду отрицательность энергии в связанных состояниях атома водорода:

$$\hat{\boldsymbol{N}} = \frac{1}{\sqrt{-2\hat{H}}}\hat{\boldsymbol{A}}.$$

Коммутац. соотношения между операторами $\hat{L}_\alpha$ и $\hat{N}_\beta$ имеют вид

$$[\hat{L}_\alpha, \hat{L}_\beta] = ie_{\alpha\beta\gamma}\hat{L}_\gamma;\ [\hat{L}_\alpha, \hat{N}_\beta] = ie_{\alpha\beta\gamma}\hat{N}_\gamma;$$

$$[\hat{N}_\alpha, \hat{N}_\beta] = ie_{\alpha\beta\gamma}\hat{L}_\gamma;$$

$e_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный единичный псевдотензор в пространстве трёх измерений. Последние соотношения представляют собой алгебру Ли группы вращений четырёхмерного евклидова пространства $O(4)$ — группу «скрытой» симметрии атома водорода.

Аналог П. с. может быть получен в классич. теории поля, если описание этого поля допускает применение гамильтониева формализма. Для двух динамич. величин F и G, характеризующих поле как целое, т. е. являющихся интегральными характеристиками поля и тем самым функционалами гамильтоновых переменных $\xi(\boldsymbol{r}, t)$ и $\pi(\boldsymbol{r}, t)$ (играющих роль обобщённых координат и импульсов гамильтоновой системы с конечным числом степеней свободы), П. с. определяются соотношением

$$\{F, G\}_{\text{кл. поле}} = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\int\int\left(\frac{\delta F}{\delta\pi}\frac{\delta G}{\delta\xi} - \frac{\delta F}{\delta\xi}\frac{\delta G}{\delta\pi}\right)d^3\boldsymbol{r}, \qquad (13)$$

где $\delta/\delta\pi$, $\delta/\delta\xi$ — т. н. функциональные производные, имеющие в простейшем случае скалярного поля (и лагранжиана 1-го порядка) вид

$$\frac{\delta F}{\delta\pi} = \frac{\partial f}{\partial\pi};\quad \frac{\delta G}{\delta\xi} = \frac{\partial g}{\partial\xi} - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial q}{\partial\nabla\xi}\right),$$

f и g — плотности величин F и G:

$$F = \int\int\int f(\xi(\boldsymbol{r}, t), \pi(\boldsymbol{r}, t), t)d^3\boldsymbol{r},$$

G — определяется аналогичным образом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; их же, Механика, 4 изд., М., 1988; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Гантмахер Ф. Р., Лекции по аналитической механике, 2 изд., М., 1966; Ланцош К., Вариационные принципы механики, пер. с англ., М., 1965; Хаар Д. тер, Основы гамильтоновой механики, пер. с англ., М., 1974; Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985.

С. П. Аллилуев.

ПУАССО́НА УРАВНЕ́НИЕ — неоднородное дифференц. ур-ние в частных производных

$$\Delta u(x)=-f(x),$$

где Δ — *Лапласа оператор*, $x=(x_1,\ldots,x_n)$. *Краевые задачи* для П. у. сводятся к соответствующим задачам *Лапласа уравнения* подстановкой

$$u=v+V,$$

где v удовлетворяет ур-нию Лапласа $\Delta v=0$, а V — фундам. решение П. у. в области G:

$$V(x)=(2\pi)^{-1}\int_G dy \ln|x-y| f(y), \quad n=2$$

(логарифмич. потенциал);

$$V(x)=-[(n-2)\sigma_n]^{-1}\int_G dy |x-y|^{2-n} f(y), \quad n\geqslant 3$$

(ньютонов потенциал). Здесь $\sigma_n=2\pi^{n/2}/\Gamma(n/2)$ — площадь поверхности единичной сферы в n-мерном евклидовом пространстве, Γ — гамма-функция (см. *Эйлера интегралы*).

П. у. фигурирует в обширном круге физ. задач. Ему удовлетворяют: потенциалы ньютоновых (кулоновых) сил, порождённых массами (зарядами), распределёнными в области G с плотностью $\rho(x)=f(x)/4\pi$; потенциал скоростей идеальной несжимаемой жидкости; характеристики стационарных процессов теплопроводности и диффузии. П. у. возникает также в стационарных задачах теории упругости.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.

В. П. Павлов.

ПУАССО́НА ФОРМУЛА — формула, представляющая единств. классич. решение $u(x,t)$ *Коши задачи* для волнового ур-ния

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2}-\frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2}=\frac{1}{c^2}f(x,t),$$

$$u(x,0)=\varphi(x), \quad \left.\frac{\partial u(x,t)}{\partial t}\right|_{t=0}=\pi(x)$$

в трёхмерном пространстве-времени,

$$u(x,t)=\frac{1}{2\pi c}\int_{|y-x|^2\leqslant c^2t^2}\frac{\pi(y)dy}{(c^2t^2-|y-x|^2)^{1/2}}+$$

$$+\frac{1}{2\pi c}\int_{|y-x|^2<c^2t^2}\frac{\varphi(y)dy}{(c^2t^2-|y-x|^2)^{1/2}}+$$

$$+\frac{1}{2\pi c}\int_0^t d\tau\int_{|y-x|^2<(ct-\tau)^2}\frac{f(y,\tau)dy}{[(ct-\tau)^2-|y-x|^2]^{1/2}}$$

[где x ($x=(x_1,x_2)$), $y\in R^2$; c — скорость распространения сигнала] в случае, если начальные данные $\varphi(x)$, $\pi(x)$ — соответственно трижды и дважды непрерывно дифференцируемые ф-ции, а $f(x,t)$ — дважды непрерывно дифференцируемая ф-ция.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.

С. В. Молодцов.

ПУЗЫРЬКО́ВАЯ КА́МЕРА — прибор для регистрации следов (треков) заряж. частиц, действие к-рого основано на вскипании перегретой жидкости вдоль траектории частицы.

Историческая справка. Д. А. Глейзер (D. A. Glaser) в 1952 в поисках трекового детектора заряж. частиц, более эффективного, чем применявшиеся в то время (*ядерные фотографические эмульсии*, *Вильсона камера* и диффузионная камера), обратил внимание на работы К. Л. Висмара и др. (1922—24). Диэтиловый эфир (в нормальных условиях кипящий при темп-ре $T=34{,}6$ °С), нагретый под давлением 20 атм до +130 °С, расширяли до 1 атм. При этом он не кипел часами. После доведения темп-ры до 140 °С он закипал через произвольные промежутки времени. Глейзер установил, что частота закипания соответствует частоте прохождения космич. частиц на уровне моря. Он повторил эксперимеит, расположив над и под колбой с эфиром счётчики Гейгера. Вскипание было мгновенным в присутствии радиоакт. источника. Скоростная киносъёмка установила, что закипание начинается вдоль траектории заряж. частицы.

Первая П. к. (1954) представляла собой металлич. камеру со стеклянными окнами для освещения и фотографирования, заполненную жидким водородом. В дальнейшем П. к. создавались и совершенствовались во всех лабораториях мира, оснащённых ускорителями заряж. частиц. Начиная от колбочки объёмом в 3 см^3, размер П. к. достиг неск. м^3, напр. камера СКАТ (ИФВЭ, СССР) 8 м^3, «Мирабель» (Франция — СССР) 12 м^3, большая Европейская П. к. (ЦЕРН) более 30 м^3, П. к. *FNAL* (Батавия, США) св. 40 м^3. Большинство П. к. имеют объём $\sim$ 1 м^3. (За изобретение П. к. Глейзеру в 1960 присуждена Нобелевская премия.)

Образование пузырьков. Быстрая заряж. частица выбивает на своём пути в веществе электроны разных энергий (σ-электроны). Электроны достаточно больших энергий, удаляясь от траектории, в свою очередь, выбивают вторичные σ-электроны и т. д. В результате многократных столкновений с атомами жидкости σ-электроны тормозятся вблизи траектории и вызывают дополнит. нагрев жидкости в области радиусом r. Это приводит к образованию центров кипения — зародышей. Образовавшийся зародыш пузырька радиусом r больше нек-рого критич. $r_{кр}$ будет расти за счёт испарения окружающей его жидкости во внутр. полости пузырька. Величина $r_{кр}$ определяется соотношением

$$r_{кр}=\frac{2\sigma}{(p_\infty-p_н)(1-V_ж/V_п)}. \qquad (1)$$

Здесь σ — поверхностное натяжение жидкости на границе жидкость — пар при темп-ре T; p_∞ — равновесное давление пара над бесконечно плоской поверхностью жидкости; $p_н$ — давление, при к-ром находится перегретая жидкость; $V_ж$, $V_п$ — уд. объёмы жидкости и пара. Разность давлений, называемая перегревом жидкости, осуществляется изменением объёма на величину $\Delta V/V=(0{,}5—2)\%$ для разных камер. Время расширения τ_3, т. е. время изменения давления от верх. значения $p_в$, к-рое на 1,5—2 атм и более превышает p_∞, до $p_н$, равно 5—20 мс (рис. 1).

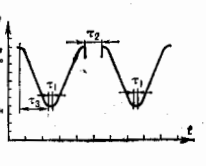


Рис. 1. Схема рабочих циклов пузырьковой камеры: τ_1 — задержка вспышки света на рост пузырьков; τ_2 — время между рабочими циклами; τ_3 — время расширения.

Экспериментально установлена зависимость числа пузырьков n на единице длины трека (плотность пузырьков) для однозарядной быстрой частоты от её скорости v: $n = A/\beta^2$, $\beta = v/c$. Число δ-электронов n_δ, выбиваемых частицей и способных создать пузырёк, равно

$$n_\delta = A\frac{Z^2}{\beta^2};\quad A = \frac{2\pi e^4 \rho N Z_0 mc^2}{\mu}. \qquad (2)$$

Здесь e — заряд электрона, m — его масса, ρ — плотность жидкости, N — число Авогадро, Z_0 — число электронов молекулы жидкости, Z — заряд частицы, μ — мол. вес, $\mathscr{E}$ — энергия δ-электрона, способного создать зародыш одного пузырька. Электроны больших энергий, удаляясь от траектории частицы и выбиаая δ-электроны, образуют след из цепочки пузырьков (рис. 2, 3). Электроны малых энергий не создадут пузырьков критич. размера; мин. энергия $\mathscr{E}$, требующаяся для создания зародыша пузырька критич. размера в пропане, равна 390 эВ, в водороде — 165 эВ. При этом в пропане $n_\delta = 100$ см$^{-1}$, в водороде — 56 см$^{-1}$. В большинстве экспериментов получают на 1 см трека 15 пузырьков. Это означает, что $n \neq n_\delta$, т. е. что не каждый δ-электрон, способный создать зародышевый пузырёк, создаёт его и что не каждый зародыш вырастает до размеров пузырька, видимого при обычном фотографировании. В процессе формирования и роста пузырьков происходит их «склонывание» увеличивающимся из-за закипания давлением, а также слияние близлежащих пузырьков. Фотографирование прецизионной оптикой или голографич. метод регистрации (см. *Голография*) на ранней стадии формирования пузырьков даёт n, близкие к n_δ. Плотность пузырьков растёт с увеличением T и Δp, т. к. при этом для образования зародышей требуется меньшая энергия δ-электронов.

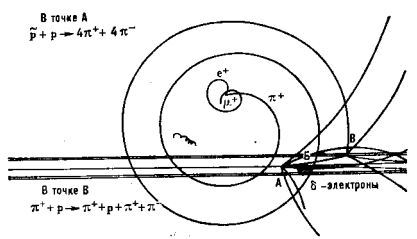


Рис. 2. Фотография следов частиц, полученные на водородной камере ОИЯИ «Людмила»; $H = 2{,}6$ Тл; облучение антипротонами 22,4 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. В точке *A* происходит аннигиляция $p + \bar{p} \to 4\pi^+ + 4\pi^-$. Быстрый π^+ взаимодействует вторично в точке *B*: $\pi^+ + p \to p + \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$, по пути образуя в точке *Б* энергичный δ-электрон; π^+, образовавшийся в точке *B*, закручиваясь магн. полем в спираль, тормозится до остановки и распадается по схеме $\pi^+ \to \mu^+ + e^+$.

Рабочие жидкости. Наиб. широкое применение получили: жидкие водород, дейтерий, гелий и смесь водорода с неоном (криогенные П. к.); пропан, фреоны, ксенон и их смеси (тяжелоджидкостные П. к.). Для изучения взаимодействий с протонами применяется жидкий водород (рис. 2), с нейтронами — дейтерий. Для изучения процессов, сопровождающихся образованием электронно-фотонных ливней, удобны Xe, пропан и др. тяжёлые жидкости (рис. 3). Смесь водорода с Ne — также хороший детектор γ-квантов (см. *Гамма-излучение*). Нек-рые характеристики рабочих жидкостей даны в табл.

Характеристики жидкостей, наиболее часто используемых в пузырьковых камерах

Жидкость	T, °C	$p_{0,0}$, атм	ρ, г/см³	Радиационная длина x_0, см	Вероятность конверсии γ-квантов с $\mathscr{E}_\gamma$=500 МэВ на длине 50 см, %
H_2	−246	4,7	0,06	1047	4,6
C_3H_8	60	21,5	0,43	108	36
CF_3Br	30	18	1,5	11,8	99
Xe	−19	26	2,3	3,5	100

Измерения импульсов и определение знака заряда быстрых частиц осуществляются по кривизне траектории в пост. магн. поле H (рис. 2, 3). Радиус кривизны R определяется соотношением

$$p = \frac{300HR}{\cos\theta}. \qquad (3)$$

Здесь p — импульс частицы в МэВ/с; H — магн. поле, в Тл; θ — угол между направлением импульса $\boldsymbol{p}$ и плоскостью, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$ (угол погружения).

При движении в жидкости частица испытывает многократное кулоновское рассеяние и торможение (потери энергии на ионизацию), что искажает её траекторию (при больших энергиях, когда $\beta \to 1$, ионизац. потерями можно пренебречь). Ошибка в определении импульса из-за кулоновского рассеяния тем больше, чем меньше радиац. длина x_0:

$$(\Delta p/p)_{\text{кул}} = \frac{5{,}7\cdot 10^3}{\beta H\sqrt{lx_0}}\ (\%);\ l \text{ и } x_0 \text{ в см}.$$

В тяжёлых жидкостях x_0 мало (табл.) и кулоновское рассеяние существенно:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right) = \left[\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2_{\text{изм}} + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2_{\text{кул}}\right]^{1/2}. \qquad (4)$$

Поэтому ксеноновые П. к. работают без магн. поля (рис. 4). Потери на ионизацию и выбивание электронов уменьшают импульс, в результате след заряж. частицы скручивается в спираль (рис. 2). Импульсы малоэнергичных, останавливающихся частиц определяют по длине пробега (следы протонов на рис. 3), что даёт более высокую точность.

Особенности криогенных и тяжелоджидкостных пузырьковых камер проявляются в их конструкциях и системах освещения. В криогенных П. к. расширение осуществляется поршнем, к-рый находится в контакте с рабочей жидкостью. Для передачи давления от тёплой к холодной части П. к. служат штоки из материала с малой теплопроводностью (нержавеющая сталь). В тяжеложидкостных П. к. применяются гибкие мемб-

Рис. 3. Фотография следов частиц, полученные на пропановой камере (ОИЯИ); $H = 1{,}55$ Тл; облучение релятивистскими ядрами на синхрофазотроне (ОИЯИ). Ядро ^{22}Ne с импульсом 92,4 ГэВ/с в точке *A* взаимодействует с мишенью из Ta (тёмные поперечные полоски-пластины Ta), образуя св. 50 заряженных частиц. Плотные следы принадлежат останавливающимся протонам. Излучаемый γ-квант (от *A* до *Б*) в точке *Б* конвертирует в e^- — e^+-пару; в точке *B* излучается γ-квант, дающий в точке *Г* комптоновский электрон.

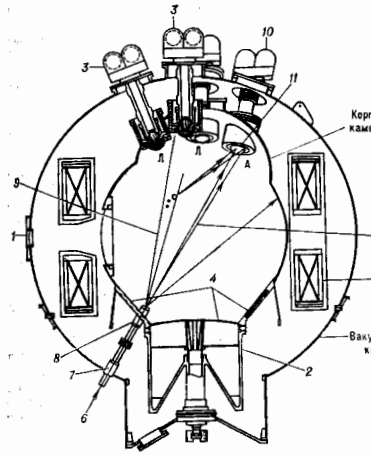


Рис. 4. Схематическое изображение криогенной пузырьковой камеры: *1* — входное окно для пучка частиц; *2* — поршень расширителя; *3* — фотокамеры, объективы которых окружены кольцевыми импульсными лампами; *4* — поверхности, покрытые «скотчлайтом»; *5* — сверхпроводящий магнит и криостат; *6* — лазерный пучок; *7* — окно вакуумного кожуха; *8* — окно в корпусе камеры и расширяющая линза; *9* — освещаемый конус; *10* — голографическая фотокамера; *11* — голографическая фотопленка; *12* — опорный пучок лазера.

раны, отделяющие жидкость от газа, с помощью к-рого производятся расширение и сжатие.

Др. особенность состоит в соотношении показателей преломления жидкости и пара. У криогенных П. к. они близки. Это обусловливает узкую направленность света, рассеянного пузырьком. Фотографирование производится во встречном световом потоке. Широкие пучки света, освещающие рабочий объём П. к., сходятся в фокусе, смещённом в сторону от фотогр. объективов. Для формирования встречных пучков используются линзы, растры, толстые сферич. зеркала, зеркала с чередующимися тёмными полосами (для гашения мнимых изображений), отражат. системы из мелких стеклянных шариков («скотчлайт»).

У тяжёлых жидкостей различие в показателях преломления велико и световой пучок рассеивается на большие углы. Источник света при этом может располагаться под углом 90° к оси фотографирования.

Регистрация треков. Для стереофотографирования следов частиц в больших П. к. применяют неск. фотокамер и разл. оптич. системы, напр. объективы типа «рыбий глаз» (рис. 4). Передняя сферич. линза объектива выполняет ф-ции окна, выдерживающего давление жидкости. Вокруг объектива размещают кольцевую импульсную лампу. «Скотчлайт» наклеивается на донную часть корпуса камеры и головку поршня. После вспышки импульсной лампы свет отражается «скотчлайтом» обратно к источнику. Свет, рассеянный пузырьком, падает нормально на сферич. линзу объектива без преломления на границе жидкость — стекло. Для получения изображения пузырька, образовавшегося в ниж. части фотографируемого объёма, он должен вырасти до диаметра ~ 0,5 мм. У водородных камер размер пузырьков изменяется во времени: $r = 0{,}1\sqrt{t}$ (t в мс, r в мм). Высокая скорость роста пузырьков по сравнению со скоростью их всплывания исключает искажение треков.

Ошибки измерения пространственных координат пузырька для большинства П. к.: Δx и Δy равны 0,1 мм, $\Delta z = 0{,}3$—1,5 мм. П. к. с малой глубиной фотографирования и небольшим уменьшением изображения пузырькового следа позволяют фотографировать пузырьки диаметром < 100 мкм. Такие системы реализуются в быстроциклирующих П. к., используемых в гибридных установках, как мишень и детектор вершин распада короткоживущих частиц вблизи точки взаимодействия. Импульсы и др. характеристики частиц определяются магн. спектрометром (см. *Комбинированные системы детекторов*). В большой водородной П. к. *FNAL* ранняя стадия начала роста пузырьков осуществляется голографич. методом с помощью лазерного пучка через ≃ 1 мс после прохождения частиц. Это обеспечивает регистрацию пузырьков с $r \sim 100$ мкм. Далее, через 10 мс, когда пузырьки вырастают до диаметра ~0,5 мм, производится обычное фотографирование.

При обработке обычных фотографий с этой камеры, когда возникает потребность в обзоре области вблизи точки взаимодействия с целью поиска короткоживущих частиц, привлекается голография.

Пространственное разрешение П. к. определяется масштабом фотографирования, разрешающей способностью объективов и плёнки, относит. отверстием объективов (при фотографировании больших глубин с малого расстояния), мощностью источника света и его монохроматичностью, стереоскопич. углом, определяемым базой (расстоянием между оптич. осями фотографирования) и высотой. Требуется знание оптич. констант П. к., т. к. фотографирование производится через неск. разл. оптич. сред (стекло, жидкость, воздух). Голографич. метод регистрации позволяет получить изображение пузырьков в толстых слоях жидкости при их размерах 10 мкм. Пространственное разрешение П. к. приближается к разрешению в ядерных фотоэмульсиях.

Обработка результатов. Применение. Измерение координат точек на следах отобранных событий осуществляется с помощью микроскопов, полуавтоматич. или автоматич. измерит. устройств. По спец. программам на ЭВМ вычисляются геом. характеристики треков: углы вылета частиц, длины пробегов, импульсы, ошибки этих величин и т. д.

П. к. используются преимущественно в экспериментах на выведенных пучках заряженных и нейтральных частиц, получаемых на ускорителях. В исследованиях космич. излучения не применяются из-за отсутствия «памяти» [невозможность запуска рабочего цикла от проходящей частицы (см. *Координатные детекторы*)]. Нейтральные частицы регистрируются либо по продуктам взаимодействия с веществом в камере, либо по распадам на заряж. частицы.

Исследования, выполненные с помощью П. к., дали существ. вклад в изучение сильных и слабых взаимодействий. Были открыты антисигма-минус-гиперон (1960, Дубна), омега-минус-гиперон (1964, США), нейтральные токи (1973, ЦЕРН) и др. Обнаружены и изучены многочисл. частицы — *резонансы* и т. д.

С появлением ускорителей на всё более высокие энергии, с реализацией экспериментов на встречных пучках П. к. уступают место др. координатным детекторам. Однако небольшие быстрые П. к. (10—100 расширений в 1 с) используются в качестве мишеней и детекторов «вершин» событий, связанных с короткоживущими частицами. При этом информацию о характеристиках частиц получают с помощью магн. спектрометров электронными методами.

Лит.: Glaser D. A., Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids, «Phys. Rev.», 1952, v. 87, p. 665; его же, The bubble chamber, «Handbuch der Phys.», 1958, Bd 45, S. 314; Балинов Г. А., Крестников Ю. С., Ломанов М. Ф., Измерение ионизирующей способности частиц в пузырьковой камере, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 762; Пу-

зырьковые камеры, под ред. Н. Б. Делоне, М., 1963; Сун К., Пузырьковая камера. Измерение и обработка данных, пер. с англ., М., 1970; Hargel G. G., Holography in the Fermilab 15-foot bubble chamber, «Nucl. Instr. and Methods», 1987, v. A257, p. 614. *М. И. Соловьёв.*

ПУЛЬСА́РЫ — космич. радиоисточники, излучение к-рых представляет собой периодич. последовательность импульсов. Первые П. открыты в кон. 1967 группой радиоастроиомов Кембриджского ун-та (Великобритания) под руководством Э. Хьюиша (A. Hewish).

Данные наблюдений. Известно более 500 П. Периоды P следования импульсов излучения наблюдаемых П. заключены в интервале от $\approx 1{,}6$ мс до $\approx 4{,}3$ с.

Обозначение П. состоит из букв PSR (от англ. pulsar) и его экваториальных координат (см. *Координаты астрономические*) — прямого восхождения α в часах (h) и минутах (m) и склонения δ в градусах. Напр., PSR 1919 + 21 обозначает П. с координатами $\alpha = 19^h, 19^m$, $\delta = +21^\circ$.

Периоды П. чрезвычайно стабильны. Напр., период первого открытого PSR 1919 + 21 равен $1{,}337301100168 \pm 7 \cdot 10^{-11}$ с. Однако достаточно длительные наблюдения (недели и месяцы) показали, что периоды П. медленно увеличиваются со временем. Характерное время удвоения периода $\sim 10^8$ лет для самого молодого П. и $\sim 10^9$ лет для наиб. старых П. Иногда у нек-рых П. наблюдаются резкие (за времена меньше суток) скачки периода. Впервые скачки периода зарегистрированы у двух самых молодых П. Относит. изменение периодов ($\Delta P/P$) составляло $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ (PSR 0531 + 21 — П. в Крабовидной туманности) и $2 \cdot 10^{-6}$ (PSR0833—45 — П. в созвездии Парусов). У PSR 0833—45 скачки наблюдались примерно раз в 2 года и имели $\Delta P \equiv P_2 - P_1 < 0$ (P_1, P_2 — периоды до и после скачка). У PSR 0531 + 21 скачки происходили в неск. раз чаще и имели как положительную, так и отрицат. величину ΔP. Впоследствии скачки периодов зарегистрированы и у старых П., причём у одного из них величина $\Delta P/P$ оказалась в ~ 100 раз большей, чем у PSR0531 + 21.

Отд. импульсы радионзлучения данного П. совершенно непохожи друг на друга. Однако форма усреднённого импульса, полученная усреднением неск. сотен импульсов, весьма стабильна. Для подавляющего большинства П. ширина (длительность) Δt усреднённого импульса на уровне половины макс. интенсивности заключена в интервале $(0{,}01—0{,}1)P$ и в ср. равна $0{,}04\ P$. Однако у неск. П. величина Δt сильно отличается от ср. значения. Так, напр., излучение PSR 1541 + 09 длится почти половину его периода, у PSR 0826 — 34 — в течение всего периода. Отношение $\Delta t/P$ зависит от частоты, на к-рой ведутся наблюдения.

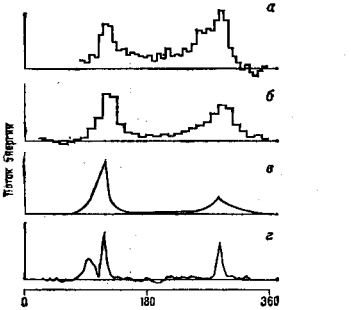
У ряда П. профиль усреднённого импульса резко меняется, принимая на нек-рое время другую стабильную форму, затем также резко восстаиавливает свою первонач. форму. Это явление иаз. сменой моды излучения П. Длительность пребываиия П. в той или иной моде обычно составляет от неск. минут до неск. часов. Иногда радиоизлучение П. резко пропадает, а затем скачком возвращается к нормальному значению. Интенсивность радиоизлучения П. при таком его замкрании падает более чем в 100 раз. Характерная длительность замираний от 1P (отсутствует лишь один импульс) до неск. десятков P.

Импульсы радиоизлучения П. состоят из одного или более субимпульсов. У большиства П. субимпульсы появляются хаотически в пределах усреднённого импульса. Однако у нек-рых П. субимпульсы в последоват. импульсах систематически дрейфуют через профиль усреднённого импульса. Скорость дрейфа субимпульсов такова, что через время $\sim(2—20)P$ расположение субимпульсов периодически повторяется. Субимпульсы также имеют сложную временну́ю структуру и состоят из отд. микроимпульсов. Так, напр., потоки радиоизлучения PSR 0950 + 08 и PSR 1133 + 16 являются сильно переменными на временах вплоть до предела разрешения $\sim 10^{-5}$ с.

Излучение П., как правило, сильно поляризовано. Степень линейной поляризации радиоизлучения нек-рых П. (напр., PSR 0833—45) близка 100%. У ряда П. наблюдается также круговая поляризация радиоизлучения, достигающая 30—50%.

Радиоизлучение П. исследовалось в диапазоне частот от неск. десятков МГц до ~ 10 ГГц. Хотя для разл. П. спектры сильно отличаются, они обладают рядом общих свойств, а именно: на частотах ниже ~ 100 МГц и выше неск. ГГц наблюдается, как правило, сильное уменьшение плотности потока радиоизлучения, т. е. имеет место т. н. завал спектра; внутри же данного интервала частот спектр излучения степенной, со спектральным индексом от 0,6 до ≈ 3.

От неск. П. наблюдается не только радио-, но и более высокочастотное излучение. Среди них особое место занимает молодой PSR 0531 + 21 (возраст $\sim 10^3$ лет), от к-рого зарегистрировано импульсное излучение практически во всём доступном для наблюдений диапазоне: от ДВ-радиоизлучения (частота $\nu \sim 30$ МГц) до сверхжёсткого γ-излучения ($\nu \sim 10^{27}$ Гц, $h\nu \sim 10^{12}$ эВ). В этом диапазоне частот фазы максимумов импульсов излучения совпадают (рис.). Мощность излучения PSR 0531 + 21 ок. 10^{36} эрг/с в радиодиапазоне, $\sim 10^{33}$ эрг/с в оптич. диапазоне, 10^{36} эрг/с в рентг. диапазоне и 10^{35} эрг/с в γ-диапазоне. Т. о., осн. излучение



Профили усреднённых импульсов излучения PSR 0531 + 21 в гамма ($а$), рентгеиовском ($б$), оптическом ($в$) и радиодиапазонах ($г$).

этого П. сосредоточено в рентг. и гамма-диапазонах, в радиодиапазоне испускается лишь ничтожная ($\sim 10^{-6}$) доля излучения. Аналогичная ситуация имеет место и для остальных П., от к-рых наблюдается ВЧ-излучение.

Оказалось, что молодые П., возраст к-рых не превосходит существенно 10^4 лет, расположены внутри *остатков вспышек сверхновых* (связь с остатками сверхновых надёжно установлена для восьми П.). Следовательно, все П. либо значит. часть их образуются при вспышках *сверхновых звёзд*. Отсутствие оболочек вокруг подавляющего большинства П. связано с тем, что за время их жизни ($\sim 10^6—10^7$ лет) окружавшие П. оболочки уже рассеялись.

Ок. 4% П. входят в двойные системы. В 1986 обнаружено излучение звёзд, являющихся компаньонами PSR 0655 + 64 и PSR 0820 + 02. Обе звезды оказались *белыми карликами*. Тот факт, что одни из этих белых карликов очень старый (его возраст превосходит $2 \cdot 10^9$ лет), радикально повлиял на совр. представления об

эволюции П. Ранее считалось, что П. по истечении времени $\sim 2t_0$ выключается как радиоисточник [$t_0 \approx \approx (2-3)\cdot 10^6$ лет — ср. возраст П.]. Согласно теории *тесных двойных звёзд*, П. должны образоваться раньше, чем белый карлик. Следовательно, PSR 0655 + 64, находящий в двойную систему со старым белым карликом, должен иметь возраст $\gtrsim 2\cdot 10^9$ лет, т. е. более чем в 100 раз больше ср. возраста П.

П. концентрируются к плоскости Галактики. Пространственная плотность П. ρ изменяется с расстоянием z от галактич. плоскости по закону: $\rho(z) = \rho_0 \exp(-|z|/230)$. Здесь z в пк, ρ_0 — плотность П. в плоскости Галактики.

Одним из замечат. свойств П., отличающих их от остальных астр. объектов, является чрезвычайно высокая *яркостная температура* T_b их радиоизлучения. Действительно, размер l области излучения не превышает величину $c\Delta t \sim 3\cdot 10^6 - 3\cdot 10^8$ см ($\Delta t = 10^{-4} - 10^{-2}$ с — длительность импульса), т. е. меньше диаметра Земли. При радиосветимости П. $\sim 10^{25} - 10^{26}$ эрг/с это соответствует яркостной темп-ре 10^{25}—10^{32} К. У объектов, известных до открытия П., величина T_b не превосходила $10^{15} - 10^{16}$ К. Во время коротких вспышек радиоизлучения П. их яркостная темп-ра достигает значений $10^{30} - 10^{31}$ К. Столь высокая яркостная темп-ра указывает на то, что радиоизлучение П. генерируется за счёт какого-то когерентного механизма.

Теория пульсаров. Сразу после открытия П. было высказано предположение о том, что они являются вращающимися *нейтронными звёздами* с магн. полем на их поверхности $\sim 10^{12}$ Гс. Данная модель П. общепризнана. Согласно этой модели, излучение П. сильно анизотропно и испускается в малом телесном угле. При вращении нейтронной звезды наблюдатель, попадающий в диаграмму направленности излучения П., видит импульсы излучения, повторяющиеся с периодом, равным периоду вращения звезды. Высокой стабильностью периода вращения нейтронной звезды и объясняется высокая стабильность периода повторения импульсов излучения П. Медленное увеличение периода П. обусловлено потерей энергии вращении нейтронной звезды:

$$L = d\mathscr{E}_{\text{кин}}/dt = -I\Omega d\Omega/dt,$$

где $\mathscr{E}_{\text{кин}} = I\Omega^2/2$ — кинетич. энергия вращения нейтроной звезды с моментом инерции I ($\sim 10^{45}$ г·см^2), вращающейся с угл. скоростью $\Omega = 2\pi/P$. Эта энергия трансформируется в энергию нетеплового излучения П. в следующей последовательности процессов: вращение нейтронной звезды; возникновение вследствие *униполярной индукции* сильного электрич. поля в окрестности нейтроной звезды; ускорение частиц в электрич. поле до ультрарелятивистских энергий; генерация γ-излучения при движении ультрарелятивистских частиц вдоль искривлённых магн. силовых линий (см. *Изгибное излучение*); поглощение γ-квантов в сильном магн. поле и рождение электрон-позитронных пар; развитие плазменных неустойчивостей в сильнонеравновесной ультрарелятивистской электрон-позитронной плазме; генерация нетеплового излучения П. Концентрация электрон-позитронной плазмы вблизи поверхности П. $\sim 10^{13} - 10^{16}$ см$^{-3}$ и убывает при удалении от П. пропорционально напряжённости его магн. поля. Энергии электронов и позитронов плазмы от 10 m_ec^2 до 10^4 m_ec^2. Ультрарелятивистская плазма проникается либо электронным, либо позитронным пучком частиц с энергией $(10^6 - 10^7)m_ec^2$ и концентрацией в $10^3 - 10^4$ раз меньшей, чем концентрация плазмы. В сильном магн. поле П. электроны и позитроны плазмы и пучка из-за потерь на синхротронное излучение практически мгновенно теряют перпендикулярную магн. полю составляющую импульса и истекают из окрестностей нейтронной звезды, двигаясь почти вдоль магн. силовых линий. Т. о., электроны и позитроны имеют сильнонеравновесные одномерные ф-ции распределения по импульсам. В такой плазме могут, в принципе, развиваться двухпотоковая, циклотронная, филаментационная, дрейфовая и др. *неустойчивости плазмы*. Пока неясно, какие неустойчивости развиваются в действительности и приводят к генерации радиоизлучения.

Наблюдения П. используются для решения большого числа актуальных проблем физики и астрофизики. Напр., при наблюдении PSR 1913 + 16, входящего в тесную двойную систему, впервые было получено косвенное подтверждение генерации *гравитационных волн*. Вследствие потерь энергии двойной системой на гравитац. излучение происходит сближение PSR 1913 + 16 и его звезды-компаньона. При этом орбитальный период системы уменьшается. Это уменьшение происходит в соответствии с общей теорией относительности, чем и подтверждается применимость данной теории для описания процесса генерации гравитац. волн. Из анализа времени прихода импульсов оптич. излучения PSR 0531 + 21 на разных частотах был получен верх. предел на изменение скорости света с изменением частоты: $\Delta c/c \lesssim 10^{-16}$. Этот предел на неск. порядков ниже полученного в лаб. условиях. По запаздыванию импульсов радиоизлучения PSR 0531 + + 21 на разных частотах получено также ограничение на массу покоя реального фотона: $m_\gamma < 10^{-44}$ г. Данное ограничение более слабое, чем полученное из анализа земного маги. поля, однако анализ земного магнетизма даёт ограничение на массу виртуальных фотонов. Благодаря широкополосности, сильной линейной поляризации и импульсному характеру излучения П. являются идеальными зондами для исследования межзвёздной среды, самой природой разбросанными по объёму Галактики. С помощью наблюдений П. было найдено, напр., что ср. концентрация электронов в межзвёздной среде равна $0{,}03 \pm 0{,}1$ см$^{-3}$. Было установлено также, что галактич. маги. поле однородно в масштабах > 1 кпк и в ср. составляет $(2{,}2 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-6}$ Гс.

Лит.: Манчестер Р., Тейлор Д., Пульсары, пер. с англ., М., 1980; Taylor J. H., Stinebring D. R., Recent progress in the understanding of pulsars, «Ann. Rev. Astr. Astrophs.», 1986, v. 24, p. 285.

В. В. Усов.

ПУЛЬСАЦИИ ЗВЁЗД — собственные колебания звёзд, проявляющиеся в их периодич. расширении и сжатии. Простейший вид собств. колебаний звезды — радиальные сферически-симметричные пульсации. В общем случае нерадиальных колебаний меняется и форма звезды, напр. звезда периодически принимает форму то вытянутого, то сплюснутого эллипсоида. Пульсации обусловливают переменность цефеид, звёзд типа RV Тельца, RR Лиры, δ Щита, β Цефея, ZZ Кита и нек-рых др. типов физ. *переменных звёзд*.

Большинство звёзд обладает значит. концентрацией массы к центру: плотность вещества в центре на неск. порядков превышает ср. плотность звезды. Как следствие, П. з. негомологичны: относит. амплитуда колебаний в центре намного меньше, чем на поверхности.

Период P собств. колебаний звезды определяется в основном ср. плотностью вещества звезды $\bar{\rho}$. Теоретич. соотношение имеет вид $P\sqrt{\bar{\rho}} = \text{const}$, где постоянная различна для разных мод и немного зависит от распределения вещества внутри звезды. Периоды большинства перем. звёзд согласуются с гипотезой радиальных колебаний в осн. моде (это колебание не имеет узлов вдоль радиуса), но у нек-рых звёзд наблюдаются пульсации в обертонах или даже в неск. модах, в т. ч. нерадиальных. Для звёзд конкретного типа переменности, напр. типа RR Лиры, подобных друг другу по структуре, соотношение период — ср. плотность выполняется хорошо.

В пульсирующей звезде, за исключением её самых внеш. областей, колебания происходят почти адиабатически, в том смысле, что в течение цикла колебаний любой выделенный в звезде слой никак не изменяет проходящий через него поток излучения и пульсирует

как бы в условиях полной теплоизоляции, без теплообмена с окружающими слоями. Анализ адиабатич. П. з. не может дать информации о пульсац. устойчивости звезды, т. е. о нарастании или затухании малых колебаний с течением времени. Однако такой анализ обычно даёт хорошее описание механич. свойств звезды, в частности весьма точные значения периодов и правильное представление о распределении амплитуды пульсаций вдоль радиуса.

Возбуждение пульсаций звёзд. Хотя неадиабатич. эффекты малы, они приводят к медленному изменению амплитуды П. з. Если в момент наиб. сжатия выделенный в звезде слой получает нек-рое кол-во теплоты, то последующее расширение будет происходить при большем давлении, чем сжатие. В результате работа, совершённая слоем за цикл колебаний, будет положительной, т. е., как и в любой тепловой машине, будет иметь место превращение тепловой энергии в механическую. Такой слой будет вносить вклад в возбуждение (раскачку) колебаний. Если же в момент наиб. сжатия слой теряет теплоту, то он вносит вклад в затухание колебаний. Если суммарная работа всех слоёв в звезде за цикл колебаний положительна, то звезда пульсационно неустойчива (колебания нарастают), в противном случае — устойчива (колебания затухают).

Накопление или потеря теплоты выделенным слоем звёздного вещества (если в слое нет источников энергии) зависит от того, какое изменение претерпевает идущий через слой поток излучения. В большинстве звёзд поток излучения в момент наиб. сжатия возрастает в направлении от центра к поверхности, т. е. через внеш. границу выделенного слоя выходит больше теплоты, чем поступает в слой через внутр. границу. Каждый слой в момент наиб. сжатия теряет теплоту и способствует затуханию иолебаний (звезда устойчива). Такое поведение потока излучения обусловлено в осн. изменениями коэф. непрозрачности звёздного вещества $\varkappa(\varkappa = a/\rho$, где a — *поглощения коэффициент*). Обычно при сжатии $\varkappa$ уменьшается, причём из-за негомологичности колебаний уменьшение на внеш. границе выделенного слоя будет бо́льшим, чем на внутренней, и поэтому слой будет терять теплоту. Нек-рый отток тепла из слоя при сжатии может иметь место и при постоянном $\varkappa$.

Существование большого числа длительно пульсирующих звёзд указывает на то, что в пульсирующей звезде должен постоянно действовать механизм раскачки колебаний. Для классич. переменных звёзд (цефеид, переменных типа RR Лиры и др. звёзд в полосе нестабильности, см. *Герцшпрунга — Рессела диаграмма*) самым эффективным оказывается действие зон частичной ионизации водорода и гелия, особенно зоны второй ионизации гелия. Раскачивающее действие этих зон основано на том, что при сжатии они способны несколько задерживать проходящий через них поток излучения, а при расширении — наоборот, усиленно терять энергию, отдавая её внеш. слоям. Действительно, в зоне ионизации энергия, выделяющаяся при сжатии, идёт не только на нагрев газа, но и на его ионизацию. Относит. изменения плотности $\delta\rho/\rho$ связаны с относит. изменениями темп-ры $\delta T/T$ соотношением: $\delta T/T \approx (\gamma - 1)\delta\rho/\rho$. В зоне второй ионизации гелия $\gamma \approx 1{,}2-1{,}3$ вместо обычного значения $\gamma = 5/3 \approx 1{,}67$ для идеального одноатомного газа, т. е. при сжатии повышение темп-ры в зоне ионизации оказывается меньшим, чем в прилегающих более глубоких слоях. Для заданного коэф. непрозрачности поток излучения $\sim T^4$, поэтому при сжатии в зоне ионизации произойдёт задержка потока излучения, идущего изнутри. Данный эффект, связанный с прямым влиянием темп-ры на поток излучения, наз. γ-механизмом. Значительную, если не основную, роль играют и изменения непрозрачности. Коэф. непрозрачности зависит от T и ρ по закону $\varkappa \sim \rho^m T^{-s}$ ($m \approx 0{,}8-1{,}0$; $s \approx 3-4$). Из-за малых вариаций темп-ры в зоне ионизации при П. з. изменения $\varkappa$ определяются в осн. изменениями плотности, т. е. при сжатии $\varkappa$ увеличивается (в др. областях звезды $\varkappa$ уменьшается из-за сильного повышения темп-ры). Поток излучения обратно пропорционален $\varkappa$, поэтому из-за увеличения $\varkappa$ в зоне ионизации при сжатии также произойдёт задержка излучения. Этот эффект наз. $\varkappa$-механизмом. Рассмотренные механизмы не являются независимыми, их разделение довольно искусственное.

Эффекты изменений темп-ры и непрозрачности сами по себе ещё недостаточны для обеспечения раскачки П. з. Во внутр. частях зоны ионизации, где γ уменьшается в направлении от центра (достигая минимума около середины зоны), происходит задержка потока излучения при сжатии; во внешних же частях этой зоны, где γ увеличивается в направлении от центра, при сжатии может происходить усиленный отток тепла, т. е. будет аклад в затухание П. э. Суммарный раскачивающий эффект зоны ионизации может оказаться малым или вообще отсутствовать. Из-за очень низкой плотности самых внеш. слоёв их пульсации характеризуются сильным теплообменом между отд. слоями, и оказывается, что такие разреженные слои не способны эффективно задерживать проходящий через них поток излучения: в любой момент времени выделенный слой теряет через свою внеш. границу столько же энергии, сколько получает изнутри. Т. о., самые внеш. слои не вносят никакого вклада в возбуждение пли затухание П. з.

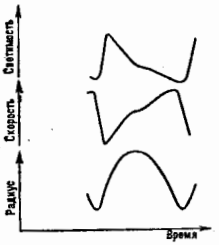
Следовательно, для создания заметного раскачивающего эффекта зона ионизации должна располагаться на нек-рой оптим. глубине под поверхностью звезды, так, чтобы в её внутр. части происходило сильное возбуждение пульсаций и в то же время во внеш. части и выше неё благодаря неадиабатич. эффектам практически отсутствовало затухание. Именно такая ситуация, по-видимому, реализуется в зоне He II $\rightleftarrows$ He III переменных звёзд. Вторая ионизация гелия происходит при темп-ре ок. $4\cdot10^4$К (в середине зоны). Поэтому в звёздах с разной *эффективной температурой* $T_э$ зона ионизации расположена на разл. глубине под поверхностью. Если она слишком близка к поверхности ($T_э$ слишком велика), то колебания всей зоны характеризуются сильной неадиабатичностью и зона не вносит вклада в возбуждение П. з. Если же зона лежит слишком глубоко ($T_э$ слишком мала), неадиабатич. эффекты малы по всей зоне, и поэтому раскачивающее действие внутр. части компенсируется затуханием во внеш. части. Т. о., должен существовать довольно узкий диапазон значений $T_э$, для к-рого возможно возбуждение пульсаций в зоне второй ионизации гелия. Существование на диаграмме Герцшпрунга — Рессела узкой, почти вертикальной полосы нестабильности, ле́жащей переменными звёздами, служит доказательством эфф. действия рассмотренного ионизац. механизма в классич. переменных звёздах.

Аналогично зоне второй ионизации гелия могут действовать зоны ионизации водорода и первой ионизации гелия, особенно в относительно холодных звёздах. Однако в оболочках холодных звёзд перенос энергии осуществляется преим. конвекцией, к-рая, по-видимому, препятствует возбуждению П. з. Почти несомненно, что именно появление эфф. конвекции во внеш. слоях звёзд и определяет положение низкотемпературной границы полосы нестабильности на диаграмме Герцшпрунга — Рессела.

Нелинейные пульсации звёзд. Анализ пульсац. устойчивости звезды относительно малых возмущений (линейный анализ устойчивости) не даёт представления об амплитуде установившихся П. з., а также о форме кривых блеска (зависимостей *блеска* от времени) и лучевой скорости. Зависимость эффективности механизмов возбуждения и затухания от амплитуды колебаний исследуется в нелинейной теории П. з. Из-за конечной поглощат. способности зон частичной иониза-

дии нарастание амплитуды колебаний не будет происходить неограниченно, при определ. амплитуде достигается баланс между раскачивающим действием зоны ионизации и затуханием в более глубоких областях, и в дальнейшем колебания происходят с пост. амплитудой. Рассчитанные амплитуды установившихся пульсаций цефеид и звёзд типа RR Лиры согласуются с наблюдаемыми значениями. Для моделей звёзд типа δ Щита раскачивающий эффект зон ионизации при амплитудах, близких к наблюдаемым, ещё далёк от насыщения, и предполагают, что ограничение амплитуды пульсаций этих звёзд связано с взаимодействием разл. мод колебаний, в данном случае с перекачкой энергии от неустойчивых мод к устойчивым.

Типичное для классич. цефеид и звёзд типа RR Лиры поведение поверхностных характеристик при установившихся нелинейных пульсациях показано на рис. Вариации *светимости* или блеска определяются в осн. изменениями эфф. темп-ры, достигающими для этих звёзд ок. 1500 К. Кривая лучевой (радиальной) скорости является приблизительно зеркальным отражением



Изменение поверхностных характеристик модели звезды δ Цефея при установившихся пульсациях (по результатам нелинейных расчётов). Амплитуда колебаний блеска составляет 1,2 звёздной величины, лучевой скорости — 60 км/с, радиуса — 12% (относительная амплитуда). Поведение кривых и оценки амплитуд качественно согласуются с наблюдениями.

кривой блеска. Поэтому звезда оказывается наиб. яркой не в момент наиб. сжатия, как можно было бы ожидать из простейших соображений, а при прохождении равновесного состояния во время последующего расширения. Данный эффект, называемый фазовым запаздыванием, связан с быстрым перемещением зоны ионизации водорода по звёздному веществу в фазе макс. сжатия, благодаря чему эта зона примерно через четверть периода наиб. близко подходит к поверхности. Из теории лучистого перепоса в звёздных атмосферах следует, что светимость звезды тем больше, чем меньше масса слоя, лежащего над областью ионизации водорода. Из-за асимметрии кривых типичное фазовое запаздывание составляет не четверть, а 0,1—0,2 периода. Теория радиальных колебаний, возбуждаемых ионизац. механизмами, хорошо объясняет осн. особенности П. з. в полосе нестабильности: периоды и амплитуды пульсаций, характер изменений блеска и лучевой скорости и их взаимосвязь, положение и наклон самой полосы неустойчивости. Анализ нелинейного взаимодействия мод вследствие простого или параметрич. резонанса позволяет понять такие эффекты, как модуляция амплитуды колебаний, двухпериодич. пульсации нек-рых цефеид и др. Пульсации долгопериодич., полуправильных и неправильных переменных изучены значительно хуже из-за трудностей, связанных со сложным взаимодействием пульсаций и конвекции, с сильными нелинейными эффектами, приводящими к образованию ударных волн и пульсац. потере массы, с проблемами переноса излучения в холодных протяжённых атмосферах, с высокой степенью неадиабатичности пульсаций вследствие соизмеримых динамической и тепловой шкал времени для этих звёзд (см. *Эволюция звёзд*). Нелинейные эффекты могут приводить также к трансформации правильных колебаний в хаотические, напр. через последоват. удвоение периода.

Нерадиальные пульсации звёзд. Переменность белых карликов, др. горячих вырожденных звёзд, нек-рых переменных типа β Цефея, звёзд *спектрального класса* B с перем. профилями спектральных линий, нек-рых магн. звёзд с аномалиями хим. состава вызвана, вероятно, их нерадиальными колебаниями. Наряду с нетривиальной геом. формой нерадиальные колебания звезды отличаются от радиальных ещё рядом особенностей. Нерадиальный аналог радиальных пульсаций — акустические, или *p*-моды, обусловленные эффектами сжимаемости вещества. Для этих мод систематика периодов (в частности, увеличение собств. частоты с возрастанием порядка обертона) и распределение амплитуды вдоль радиуса (характер негомологичности колебаний, расположение узлов) подобны радиальным пульсациям. Др. ветвь частотного спектра нерадиальных колебаний — гравитационные, или *g*-моды, апалогичные внутр. гравитац. волнам в океане и земной атмосфере и обусловленные эффектами плавучести. Их периоды больше периодов радиальных и нерадиальных акустич. мод и растут с увеличением порядка моды. Относит. амплитуды колебаний в недрах, как правило, больше, чем во внеш. слоях; в недрах же локализованы узлы и пучности обертонов. Типичные периоды наблюдаемых осцилляций белых карликов составляют 100—1000 с, их можно объяснить только гравитац. колебаниями, т. к. периоды радиальных пульсаций этих звёзд не превышают неск. секунд. На нерадиальный характер пульсаций др. звёзд указывают, в частности, выявленные по наблюдений и предсказываемые теорией закономерности частотного спектра мультипериодич. пульсаций, напр. эквидистантность частот высоких акустич. обертонов.

Наряду с классич. ионизац. механизмами возбуждения П. з. определ. роль может играть возбуждение посредством термоядерных реакций, сильно чувствительных к темп-ре; предложен также ряд механизмов, обусловленных конвекцией и магн. полем.

Солнце также является своеобразной пульсирующей звездой, испытывающей разл. виды радиальных и нерадиальных колебаний с периодами от неск. минут до неск. часов. Общее число уверенно идентифицированных собств. колебаний составляет более тысячи. В силу того, что частоты разл. мод по-разному чувствительны к распределению вещества вдоль радиуса, наблюдаемая совокупность колебаний позволяет проводить «сейсмическое зоидирование» солнечных недр (см. *Солнечная сейсмология*).

Лит.: Жеванин С. А., Теория звездных пульсаций, в кн.: Пульсирующие звезды. М., 1979; Nonradial oscillations of stars, Tokyo, 1979; Кокс Дж., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983; Северный А. Б., Некоторые проблемы физики Солнца, М., 1988.

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — одна из наиб. распространённых неустойчивостей в плазме, обусловленная резонансным взаимодействием пучка заряж. частиц, движущегося в плазме, с возбуждаемыми им волнами. П. н. предсказана А. И. Ахиезером, Я. Б. Файнбергом (1949), а также независимо Д. Бомом (D. Bohm), Е. Гроссом (E. Gross, 1949) и экспериментально обнаружена И. Ф. Харченко, Я. Б. Файнбергом, Е. А. Корниловым, А. К. Березиным и др. (1957—1958).

П. н. заключается в том, что при первоначально невозмущённом движении пучка с пост. плотностью и скоростью через плазму существующие в ней и в плазме флуктуации плотности заряда и порождаемые ими эл.-статич. или эл.-магн. поля самопроизвольно нарастают и распространяются в виде волн с экспоненциально увеличивающейся амплитудой. Экспоненц. рост имеет место только на начальной, линейной стадии развития П. н., в дальнейшем ряд нелинейных процессов ограничивает этот рост. Возникновение неустойчивости в системе плазма — пучок оказывается возможным, т. к. она неравновесна; неравновесность создаётся пучком, из к-рого черпается энергия воз-

буждаемых волн. П. н. приводит к возникновению турбулентности и ограничению предельных токов в системе плазма — пучок. П. н. используется: для возбуждения в плазме очень интенсивного когерентного излучения от радиодиапазона до субмиллиметрового и даже, возможно, светового; для ускорения заряж. частиц волнами, возбуждаемыми пучками в плазме; в неравновесной *плазмохимии* и т. п. П. н. можно управлять, что позволяет даже отрицат. эффекты превратить в полезные. Напр., использовать эффект турбулизации плазмы для пучкового и турбулентного нагрева до термоядерных темп-р.

Условия возникновения пучковой неустойчивости. П. н. возникает, если имеет место к.-л. элементарный механизм резонансного взаимодействия волны с частицами пучка, приводящий к излучению волн отд. частицей, такой как, напр., эффект Черенкова, нормальный и аномальный эффекты Доплера и т. п. Чтобы спонтанное излучение отд. частицы превратилось в индуцированное или когерентное индуцированное излучение, необходима группировка частиц пучка в области тормозящих фаз волны, где они отдают энергию эл.-магн. полю. В большинстве случаев группировка происходит автоматически, т. е. имеет место автомодуляция. Если в системе плазма — пучок наряду с процессами излучения есть и процессы поглощения, то для развития П. н. необходимо, чтобы число частиц пучка со скоростями $v > v_\Phi$ (v_Φ — фазовая скорость волны) превосходило число частиц с $v < v_\Phi$, т. е. $\partial f_0/\partial v > 0$, где f_0 — ф-ция распределения электронов пучка. Если $\partial f_0/\partial v < 0$, преобладают процессы поглощения, т. е. имеет место *Ландау затухание*. С квантовой точки зрения возникновение П. н. означает, что благодаря преимуществ. заселению верх. уровней энергии (частиц пучка) происходит больше актов индуциров. испускания, чем индуциров. поглощения. Наиб. полное описание П. н. достигается с помощью самосогласов. систем ур-ний, состоящих из кинетич. ур-ния Власова для плазмы и пучка и ур-ний Максвелла. Однако при рассмотрении ряда разновидностей П. н. достаточно ограничиться гидродинамич. рассмотрением. В частности, это относится к П. н., возникающей при взаимодействии монознергетич. пучка (или пучка с очень малым разбросом по скоростям) с холодной плазмой (см. *Плазменно-пучковый разряд*, *Плазменная электроника*). В этом случае *инкремент* неустойчивости $\delta = \mathrm{Im}\,\omega$ имеет макс. значение $\delta_{\text{макс}} \sim \omega_p (n_b/n_p)^{1/3}$. Малый разброс по скоростям пучка означает, что $\Delta v \ll \delta/k$, т. е. $\Delta v/v \ll (n_b/n_p)^{1/3}$, и весь пучок как целое находится в резонансе с неустойчивыми волнами (здесь n_b — плотность пучка, n_p — плотность плазмы, k — волновое число, ω_p — плазменная частота). Если разброс по скоростям не мал, $\Delta v \gg \delta/k$, то для исследования П. н. используется кинетич. рассмотрение. Существует большое разнообразие П. н., напр. неустойчивости при взаимодействии ионных пучков с плазмой, неустойчивости относительно движения электронов и ионов плазмы (неустойчивость Будкера — Буйемана), целый набор П. н. при наличии внеш. пост. магн. поля.

Нелинейное взаимодействие. С ростом амплитуды возбуждаемых волн возникают нелинейные эффекты, ограничивающие амплитуду волн и приводящие к изменению параметров системы плазма — пучок благодаря обратному воздействию возбуждаемых волн. При возбуждении широких волновых пакетов, фазовые скорости к-рых плотно заполняют область изменения фазовых скоростей, области захвата частиц пучка соседними волнами перекрываются. При этом благодаря случайному характеру фаз волн движение частицы аналогично броуновскому и происходит диффузия резонансных частиц в пространстве скоростей. Для описания процессов взаимодействия пучка с плазмой в этом случае возможен статистич. подход.

Система ур-ний *квазилинейной теории плазмы* описывает диффузию частиц в пространстве скоростей, обратное влияние возбуждаемых волн, увеличение разброса по скоростям в пучках и нагрев плазмы, но не учитывает др. нелинейные эффекты, напр. нелинейное взаимодействие волн между собой. Как следует из квазилинейной теории, около трети энергии пучка переходит в энергию возбуждаемых волн. Спектр сильно возбуждаемых волн уширяется, и значительно увеличивается длина релаксации пучка.

При взаимодействии с плазмой монознергетич. пучка вначале возбуждается очень узкий пакет волн с макс. инкрементом при $k_0 = \omega_p/v$ и с полушириной волнового пакета $\Delta k_0 = (n_b/n_p)^{1/3} k_0$. При возрастании амплитуды волн в m раз ширина спектра уменьшается в $\sqrt{m}$ раз, т. е. волновой пакет сильно сужается, и возбуждаемую волну можно считать монохроматической. С дальнейшим ростом амплитуды волны происходит захват частиц пучка в потенциальную яму волны. При осцилляциях в потенциальной яме сгустки, на к-рые разбивается электронный пучок, попеременно смещаются в область тормозящих фаз волны и отдают энергию, а затем — в область ускоряющих фаз и получают энергию от волны, так что в среднем обмен энергией между электронами пучка и волной уже не происходит. Решение на ЭВМ системы ур-ний, описывающих возбуждение монохроматич. волны на нелинейной стадии, представляет собой монохроматич. волну с осциллирующей во времени и в пространстве амплитудой.

Пучковая неустойчивость в релятивистских пучках. Инкремент П. н., возбуждаемой релятивистским пучком, меньше из-за релятивистского возрастания продольной и поперечной масс электронов пучка (см. *Плазменная электроника*). Однако инкремент не является единств. характеристикой эффективности плазменно-пучкового взаимодействия. Важны доля энергии пучка, передаваемой им на возбуждение волн, макс. амплитуда этих волн, а также время передачи энергии плазме, т. е. время релаксации пучка. Особенностью взаимодействия релятивистского пучка с плазмой является то, что обратное влияние возбуждаемых пучком волн, даже при значит. энергетич. разбросе, не приводит к большому разбросу по скоростям, поэтому взаимодействие продолжается дольше и доля энергии, передаваемая пучком плазме, значительно больше, чем в нерелятивистском случае (~0,35 энергии пучка). Максимально достижимая напряжённость электрич. поля также значительно больше, чем в нерелятивистском случае.

Осн. механизмом, ограничивающим П. н. в слаботурбулентной плазме, является индуциров. рассеяние ленгмюровских волн на ионах, к-рое приводит к перекачке колебаний из резонансной с пучком области в область больших фазовых скоростей. В сильнотурбулентной плазме существ. влияние на развитие П. н. оказываетвет *модуляционная неустойчивость*, к-рая возникает при достаточно высоком уровне энергии возбуждаемых волн и приводит к перекачке энергии возбуждаемых волн в область малых фазовых скоростей, где происходит их диссипация в результате затухания Ландау. Откачка колебаний из резонансной области может либо вообще сорвать П. н., либо существенно снизить уровень энергии возбуждаемых волн.

Т. к. П. н. возникают в результате резонансного взаимодействия волн с частицами пучка, сводящегося к неск. элементарным эффектам, а также к фазировке и группировке частиц, то устранить или ослабить неустойчивость можно созданием условий, при к-рых соответств. элементарные процессы, фазировка и группировка невозможны. Напр., если на вход системы плазма — пучок задать сигнал с амплитудой, превышающей флуктуационную, или промодулировать пучок на входе системы, то группировка и фазировка создаются только для возбуждения волны заданной частоты, а возбуждение всех остальных волн невозможно. Нарушить условия резонанса, необходимые для развития П. н., можно изменением фазовой скорости волны, напр. из-за

неоднородности плотности плазмы или скоростей пучка в результате его торможения. Условия возникновения резонансов могут нарушаться также из-за нелинейных эффектов в движении отд. частиц, а также нелинейных эффектов, обусловленных коллективными взаимодействиями. Эти и др. способы управления П. и. были теоретически исследованы и экспериментально доказаны.

Лит.: Файнберг Я. Б., Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, «Атом. энергия», 1961, т. 11, в. 4, с. 313; Веденов А. А., Рютов Д. Д., Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 6, М., 1972; Электродинамика плазмы, под ред. А. И. Ахиезера, М., 1974; Шапиро В. Д., Шевченко В. И., Взаимодействие волна—частица в неравновесных средах, «Изв. вузов. Радиофизика», 1975, т. 19, в. 5—6, с. 767; Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А., Основы электродинамики плазмы, 2 изд., М., 1988; Невлин М. В., Электронные пучки в плазме, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 5, М., 1984. См. также *лит.* при ст. *Плазменная электроника*.

Я. Б. Файнберг.

ПФУНДА СЕРИЯ — *спектральная серия* в спектре атома водорода.

P-ЧЁТНОСТЬ (пространственная чётность) — характеризует поведение волновой ф-ции при пространственной инверсии (отражении пространственных координат: $r \to -r$). См. *Внутренняя чётность, Чётность.*

ПЬЕЗА (от греч. piézō — давлю) (па, pz) — единица давления и механич. напряжения в МТС системе единиц. 1 пз = 1 сН/м² = 10^3Па = 10^4дин/см² = = 0,0102 кгс/см² = $9{,}87 \cdot 10^{-3}$ атм ⇒ 7,50 мм рт. ст.

ПЬЕЗОКЕРАМИКА — поликристаллич. сегнетоэлектрики, обладающие после их поляризации в электрич. поле устойчивыми и хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами. Способ изготовления П., её механич. свойства и структура аналогичны обычной керамике. По структуре неполяризов. П. представляет собой совокупность зёрен со случайной ориентацией кристаллографич. осей, причём каждый кристаллит имеет сложную доменную структуру, а полная спонтанная поляризация $P = 0$. Зёрна имеют размеры 2—100 мкм. Размеры зёрен влияют на свойства П. (важна П. с мелкими зёрнами).

В процессе поляризации в пост. электрич. поле дипольные моменты доменов всех зёрен ориентируются вдоль поля. После выключения поля эта ориентация сохраняется и керамика приобретает полярную анизотропию, т. е. переводится в класс пироэлектриков с симметрией $C_{\infty v}$ (∞m) (см. *Пьезоэлектрики*).

Большинство составов П. основано на хим. соединениях с ф-лой ABO_3 (напр., $BaTiO_3$, $PbTiO_3$) с кристаллич. структурой типа перовскита и различных твёрдых растворов на их основе (напр., системы $BaTiO_3$ — $CaTiO_3$; $BaTiO_3$ — $CaTiO_3$ — $CoCO_3$; $NaNbO_3$ — $KNbO_3$). Особенно широко используются в качестве пьезоэлектриков составы системы $PbTiO_3$ — $PbZrO_3$ (т. н. система PZT или ЦТС). Практич. интерес представляет также ряд соединений с ф-лой AB_2O_6, напр. $PbNb_2O_6$, имеющих весьма высокую темп-ру (570 °С), что позволяет работать при высоких темп-рах. П. является наиб. широко применяемым пьезоэлектрич. материалом.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Глозман И. А., Пьезокерамика, 2 изд., М., 1972; Яффе Б., Кук У., Яффе Г., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1974; Окадзаки К., Технология керамических диэлектриков, пер. с япон., М., 1976.

Р. Е. Пустовойт.

ПЬЕЗОМАГНЕТИЗМ (пьезомагнитный эффект) — возникновение в веществе спонтанного *магнитного момента* при наложении упругих напряжений. П. может существовать только в антиферромагнетиках и ферромагнетиках и принципиально невозможен в пара- и диамагнетиках.

Термодинамич. рассмотрение вопроса о П. основывается на выделении и изучении в разложении *термодинамического потенциала* Ф членов, линейных по магн. полю H_i и по одной из компонент тензора упругих напряжений σ_{jk}:

$$\Phi = \Phi_0 - \sum_{ijk} \Lambda_{ijk} H_i \sigma_{jk} \qquad (*)$$

Если все преобразования магн. симметрии данного кристалла оставляют инвариантным хотя бы один член в этом выражении, то соответствующий коэф. Λ_{ijk} (модуль П.) будет отличен от нуля и в кристалле будет возникать пьезомагн. момент $m_i = -\partial\Phi/\partial H_i = = \Lambda_{ijk}\sigma_{jk}$, зависящий от приложенного напряжения σ_{jk}. Эта идея впервые была высказана В. Фойгтом [1]. Однако он ошибочно считал, что достаточно учитывать только кристаллографич. симметрию.

Пара- или диамагнитный кристалл не может быть пьезомагнетиком, поскольку в группу магн. симметрии такого кристалла самостоятельно входит элемент инверсии времени R, к-рый изменяет знаки магн. полей и моментов на обратные (см. *Магнитная симметрия*). Поэтому для пара- и диамагнетиков все компоненты пьезомагн. тензора Λ_{ijk} тождественно равны нулю. В веществах, обладающих упорядоченной магн. структурой (в ферромагнетиках и антиферромагнетиках), R встречается только в комбинациях с др. элементами симметрии. Поэтому в принципе такие вещества могут быть пьезомагнетиками [2]. Симметрийный анализ позволил установить все классы магн. симметрии, к-рые допускают П. Их оказалось 66, и для всех найден вид тензоров Λ_{ijk}. Благодаря симметрии тензора σ_{jk} пьезомагн. тензоры могут быть представлены в виде матриц 3×6, и число таких матриц равно 16 [3].

Пьезомагн. момент сравнительно мал. Поэтому практически наблюдать его можно только в антиферромагнетиках, к-рые в нормальных условиях не обладают спонтанным магн. моментом. Теоретич. исследование магн. симметрии известных антиферромагнетиков позволило И. Е. Дзялошинскому [4] (ещё до того, как были найдены все магн. классы, допускающие П.) найти среди них ряд веществ (Fe_2O_3, $FeCO_3$, MnF_2, CoF_2, FeF_2), в к-рых должен наблюдаться П.

П. в антиферромагнетиках тесно связан с явлением *слабого ферромагнетизма*. Так же, как и магн. момент слабых ферромагнетиков, пьезомагн. момент может быть направлен перпендикулярно к направлению спонтанной намагниченности *магнитных подрешёток* или параллельно ему. В первом случае возникает скос векторов подрешёток, приводящий к возникновению пьезомагн. момента. Продольный П. связан с изменением намагниченности подрешёток.

Экспериментально П. обнаружен в 1959 в антиферромагн. кристаллах MnF_2 и CoF_2 [5]. В этих кристаллах в соответствии с соображениями симметрии отличны от нуля только три компоненты пьезомагн. тензора: $\Lambda_{xyz} = \Lambda_{yxz} = \Lambda_{zxy}$. Для CoF_2 пьезомагн. модули при темп-ре 20,4 К имеют следующие значения: $\Lambda_{xyz} = = 2 \cdot 10^{-2}$ Гс·см²/кГ и $\Lambda_{zxy} = 0{,}8 \cdot 10^{-2}$ Гс·см²/кГ. На примере антиферромагн. фторидов легко понять микроскопич. природу продольного пьезомагн. аффекта.

Рис. 1. Схематическое изображение деформированной элементарной ячейки (d — период ячейки) антиферромагнитных фторидов переходных металлов (CoF_2). Ось z перпендикулярна плоскости чертежа. Ионы, обозначенные заштрихованными кружками, сдвинуты на половину периода кристаллической решётки вдоль оси z относительно незаштрихованных.

На рис. 1 показана схема расположения ионов в деформированной тетрагональной решётке, когда кристаллографически эквивалентные узлы *1* и *2* после сдвиговой деформации в плоскости xy перестают быть эквивалентными. При этом расстояние d до ближайших ионов фтора для магн. ионов в подрешётке *1* увеличивается, а для ионов в подрешётке *2* — уменьшается.

Очевидно, что при этом изменения величины намагниченности подрешёток должны быть противоположными и их равенство будет нарушаться [6]. Из рис. 2 видно,

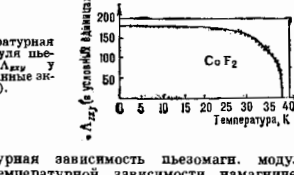


Рис. 2. Температурная зависимость модуля пьезомагнетизма Λ_{xxy} у CoF_2 (точки — данные эксперимента).

что температурная зависимость пьезомаги. модуля аналогична температурной зависимости намагниченности подрешёток.

П. существенно зависит от доменной структуры антиферромагнетика. 180-градусные домены отличаются знаком антиферромагн. вектора $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{M}_1 - \boldsymbol{M}_2$ ($\boldsymbol{M}_1$ и $\boldsymbol{M}_2$ — намагниченности подрешёток), а компоненты тензора П. линейно зависят от компонент вектора $\boldsymbol{L}$. В многодоменном антиферромагн. образце П. может быть сильно ослаблен. Поэтому П. в чистом виде наблюдают в однодоменных образцах. При перемагничивании однодоменного образца, обладающего пьезомагн. моментом, происходит переворот домена и соответственно векторы намагниченности подрешёток поворачиваются на 180°. Используя П., легко получать однодоменные антиферромагн. кристаллы, охлаждая их из парамагн. состояния в магн. поле при соответствующей деформации. Это было подтверждено методами *нейтронографии*.

П. наблюдался также в $FeCO_3$ и в низкотемпературной модификации $\alpha = Fe_2O_3$. Магн. симметрия обоих веществ одинакова, и в них наблюдаются следующие отличные от нуля компоненты тензора П.: $\Lambda_{xxx} = -\Lambda_{xyy} = -(1/3)\Lambda_{yxy}$ и $\Lambda_{yxz} = \Lambda_{xyz}$. Их величина примерно на порядок меньше, чем у CoF_2. В высокотемпературной модификации $\alpha = Fe_2O_3$ удалось измерить только один модуль П. — Λ_{zyy}, величина к-рого тоже на порядок меньше, чем у CoF_2.

Из ф-лы (*) видно, что наряду с П. должен существовать обратный эффект — линейная *магнитострикция*, при к-рой компоненты тензора деформаций u_{jk} линейно связаны с магн. полем: $u_{jk} = -\partial\Phi/\partial\sigma_{jk} = \Lambda_{ijk}H_i$. Знак линейной магнитострикции, как и в случае П., зависит от знака вектора $\boldsymbol{L}$, характеризующего образовавшееся доменное состояние образца. Линейная магнитострикция наблюдалась в CoF_2 и $\alpha = Fe_2O_3$ (в обеих антиферромагн. модификациях). В ходе исследования линейной магнитострикции в этих веществах было обнаружено, что в сильных магн. полях знак магнитострикции может скачком изменяться, что указывает на индуцированное полем скачкообразное изменение доменной структуры антиферромагнетика (поворот вектора антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}$ на 180°).

Линейная магнитострикция наблюдалась также при спин-переориентац. переходах в ортоферритах ($YFeO_3$ и $DyFeO_3$) и ортохромитах ($YCrO_3$) (см. *Магнитный фазовый переход*). В этих соединениях в определ. интервале значений температуры направление антиферромагн. вектора $\boldsymbol{L}$ плавно изменяется от одного кристаллографич. направления к другому. При этом, как показывает симметрийный анализ, должна наблюдаться линейная магнитострикция, приводящая к моноклинному искажению орторомбич. решётки. Направление вектора $\boldsymbol{L}$ антиферромагн. домена и в этом случае определяет знак магнитострикции. Линейная магнитострикция даёт значит. вклад в магнитоупругие свойства антиферромагнетиков вблизи *Нееля точки* T_N.

Симметрийным аналогом линейной магнитострикции является эффект линейного по магн. полю магн. двулучепреломления. В отличие от обычного квадратичного по полю *Коттона—Мутона эффекта*, линейное двулучепреломление наблюдается в одноосных антиферромагнетиках при приложении магн. поля вдоль оси антиферромагнетизма [7].

Лит.: 1) Voigt W., Lehrbuch der Kristallphysik, 2 Aufl., Lpz.— B., 1928; 2) Таврер Б. А., Зайцев В. М.: О магнитной симметрии кристаллов, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, с. 564; 3) Birss R. R., Symmetry and magnetism, Amst., 1964; 4) Дзялошинский И. Е., К вопросу о пьезомагнетизме, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 807; 5) Боровик-Романова С., Пьезомагнетизм в антиферромагнитных фторидах кобальта и марганца, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 1088; 6) Moriya T., Piezomagnetism in CoF_2, «J. Phys. Chem. Solids», 1959, v. 11, p. 73; 7) Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Беляй Л. К., Индуцированное продольным магнитным полем понижение оптического класса антиферромагнитного кристалла, «Письма в ЖЭТФ», 1978, т. 28, с. 351.

А. С. Боровик-Романов.

ПЬЕЗОМЕТР (от греч. piézō — давлю и metréō — измеряю) — прибор для определения изменения объёма вещества, находящегося под гидростатич. давлением (при практически пост. темп-ре). Конструкция П. определяется диапазоном применяемых давлений p и темп-р T, агрегатным состоянием вещества, его сжимаемостью. В раал. типах П. с изменением p может меняться либо объём V вещества, либо его масса m (при пост. V). Пьезометрич. измерения используют для получения данных о сжимаемости веществ, для исследования *диаграмм состояния*, *фазовых переходов* и др. физико-хим. процессов.

Для определения сжимаемости жидкостей и твёрдых тел при $p \sim 10^8$—10^{10} Н/м^2 применяются П. плунжерного или поршневого типа [см. рис. 1 (*а*) в ст. *Давление высокое*]. В процессе сжатия определяются V (по смещению поршней) и p. Передающей давление средой часто служит само исследуемое вещество. При $p \sim 10^9$ — 10^{10} Н/м^2 сжимаемость определяют также др. методами, напр. рентгенографическими (см. *Рентгенография материалов*). Изменение линейных размеров тел под гидростатич. давлением измеряют линейными П. (т. н. дилатометрами).

П. наз. также толстостенные сосуды в установках высокого давления с цилиндрич. каналом, не предназначенные для измерения сжимаемости. В зарубежной лит-ре П., кроме того, наз. приборы для измерения давления в проточных системах, давления воды в морских глубинах, газов в канале ствола орудия.

Лит. см. при ст. *Давление высокое.*

Л. Д. Лившиц.

ПЬЕЗООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (фотоупругость, эластооптический эффект) — возникновение оптич. анизотропии в первоначально изотропных твёрдых телах (в т. ч. полимерах) под действием механич. напряжений. П. э. открыт Т. И. Зеебеком (T. J. Seebeck) в 1813 и Д. Брюстером (D. Brewster) в 1816. П. э.— следствие зависимости диэлектрич. проницаемости от деформации; проявляется в виде *двойного лучепреломления* и *дихроизма*, возникающих под действием механич. нагрузок. При одноосном растяжении или сжатии прозрачное изотропное тело приобретает свойства оптически одноосного кристалла с оптич. осью, параллельной оси растяжения или сжатия. При более сложных деформациях, напр. при двустороннем растяжении, образец становится оптически двуосным.

П. э. обусловлен деформацией электронных оболочек атомов и молекул в ориентацией оптически анизотропных молекул либо их частей, а в полимерах — раскручиванием и ориентацией полимерных цепей. Для малых одноосных растяжений и сжатий выполняется соотношение Брюстера $\Delta n = KP$, где Δn — величина двойного лучепреломления (разность показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн), P — напряжение, K — упругооптич. постоянная (постоянная Брюстера). Для стёкол $K = 10^{-13}$ — 10^{-12} см^2/дин (10^{-12} — 10^{-11} м^2/Н).

П. э. используется при исследовании напряжений в механич. моделях (см. *Поляризационно-оптический метод* исследования).

Лит.: Пандсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Фрохт М. М., Фотоупругость, пер. с англ., т. 1—2, М.— Л., 1948—50; Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформа-

Пьезоэлектрические коэффициенты и полупроводниковые характеристики некоторых полупроводников

Кристалл	Группа симметрии	ε_g, эВ	e_{11}, Кл/м²	e_{14}, Кл/м²	e_{15}, Кл/м²	e_{31}, Кл/м²	e_{33}, Кл/м²	$\varepsilon/\varepsilon_0$**	K_L^2, %	K_s^2, %
Te	32	0,38	0,5	0,72	0	0	0	ε_1=33; ε_3=53	35	53
GaAs	$\bar{4}3\,m$	1,43	0	−0,16	0	0	0	12	2	7
GaP	—»—	2,3	0	−0,1	0	0	0	8,5	—	11
InSb	—»—	0,18	0	0,08	0	0	0	16	3	4
β-ZnS	—»—	3,8	0	0,14	0	0	0	8,3	—	5,4
α-ZnS	$6\,mm$	3,6	0	0	0,07	—	0,14	—	6	4
ZnO	—»—	3,4	0	0	−0,59	−0,61	1,14	ε_1=8,3; ε_3=8,8	28	32
CdS	—»—	2,4	0	0	−0,21	−0,24	0,44	ε_1=9,0; ε_3=9,5	15	19
6H—SiC	—»—	3,0	0	0	0,08	—	0,2	ε_1=9,7; ε_3=10	2,8	2
$Bi_{12}GeO_{20}$	23	3,2	0	0,99	0	0	0	38	19	50

* K_L, K_s — коэф. эл.-механич. связи для продольных и поперечных упругих волн, распространяющихся в кристалле; ** ε_0 = 8,85·10⁻¹² Ф/м; две величины указывают на анизотропию.

ционные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 5. *Э. М. Эпштейн.*

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКИ — *пьезоэлектрические материалы*, обладающие полупроводниковыми свойствами. К П. относятся полупроводники, деформирование к-рых сопровождается возникновением электрич. поля (электрич. поляризации), пропорционального величине деформации (прямой пьезоэлектрич. эффект). Под действием электрич. поля в П. возникают внутр. механич. напряжения, пропорциональные электрич. полю E (обратный пьезоэлектрич. эффект) (см. *Пьезоэлектрики*).

П. являются представители разл. групп *полупроводниковых материалов*. К ним относятся элементарные полупроводники (Te, Se), соединения группы $A^{III}B^{V}$ (GaAs, GaP, InSb и др.), группы A^{II} B^{VI} (GdS, ZnO, ZnS и др.). Пьезоэлектрич. свойствами обладают SiC, соединения группы $A^{IV}B^{VI}$(GeTe, SnTe и др.), к-рые одноврем. характеризуются и сегнетоэлектрич. свойствами (см. *Сегнетополупроводники*). К П. могут быть отнесены также высокоомные пьезоэлектрич. материалы с примесной проводимостью, напр. группа германосиллинита ($Bi_{12}GeO_{20}$). Кристаллы этой группы обладают собств. *фотопроводимостью*, могут быть легированы разл. примесями; их примесная проводимость $\sigma \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$.

В табл. для нек-рых П. приведены пьезоэлектрич. коэф. (пьезомодули) e_{11}, e_{14}, e_{15}, e_{33}, ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ и диэлектрич. проницаемость ε. Важной характеристикой П. является коэф. эл.-механич. связи K. Величина K^2 показывает, какая доля энергии упругой деформации (электрич. энергии) может превратиться в электрич. энергию (энергию упругой деформации) за счёт пьезоэлектрич. взаимодействия. Коэф. эл.-механич. связи зависят от направления электрич. поля, от возбуждаемой упругой моды и сильно меняются от кристалла к кристаллу.

Распространение акустич. волн в П. сопровождается возникновением электрич. полей, с к-рыми могут взаимодействовать свободные носители заряда. Это имеет место как для тепловых фононов, так и для когерентных УЗ-волн, вводимых в кристалл извне. В последнем случае наблюдаются эффекты, обусловленные *акустоэлектронным взаимодействием*. К наиб. важным из них относятся *акустоэлектрический эффект* и усиление УЗ-волн дрейфом свободных носителей заряда. Акустоэлектрич. эффект представляет собой возникновение пост. электрич. тока или эдс в П. при распространении в нём бегущей УЗ-волны. Этот эффект связан с пространств. группировкой свободных электронов (дырок) в электрич. полях УЗ-волны, с увлечением их волной и с передачей импульса от волны к электронам (см. *Увлечение электронов фононами*). Плотность акустоэлектрич. тока $j = \alpha\mu I/v_s$, где $\alpha \propto K^2$ — коэф. электронного поглощения, μ — подвижность электронов, I — интенсивность УЗ-волны; v_s — скорость звука. В разомкнутой цепи возникает акустоэдс $U = j/\sigma$ (σ — электропроводность П.). В П. с большой константой эл.-механич. связи акустоэдс при $I \sim 1$ Вт/см² может достигать неск. единиц В/см. Если к П. приложено пост. электрич. поле E, в к-ром скорость дрейфа электронов $v_{др} = \mu E > v_s$, то происходит усиление УЗ-волны. Коэф. усиления пропорционален K^2 и зависит от соотношения частоты УЗ, т. н. максвелловской частоты $\omega_c = \sigma/\varepsilon$ и диффузионной частоты $\omega_д = v_s^2/D$, где D — коэф. диффузии. В области частот $\omega/2\pi$ = 100—500 МГц коэф. усиления может достигать 100 дБ/см.

Высокоомные П. применяются в качестве *пьезоэлектрических преобразователей* для генерации и приёма УЗ, в ультразвуковой *дефектоскопии*, в акустических *линиях задержки*, акустооптич. устройствах (см. *Акустооптика*). Использование акустоэлектронного взаимодействия в П. позволяет создавать усилители УЗ-волн, фазовращатели и преобразователи частоты, устройства аналоговой обработки радиосигналов (ф-ции свёртки, корреляции и др.).

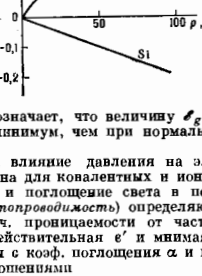
Лит.: Гуревич В. Л., Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников, «ФТП», 1968, т. 2, в. 11, с. 1557; Пустовойт В. И., Взаимодействие электронных потоков с упругими волнами решетки, «УФН», 1969, т. 97, в. 2, с. 257; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Акустоэлектроника полупроводников и металлов, М., 1978. *В. В. Леманов.*

ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ — электроакустич. преобразователи, действие к-рых основано на свойствах обеднённого носителями заряда тонкого слоя *пьезополупроводника*. Обычно П. п. являются вибраторами, работающими на резонансной частоте (в диапазоне частот от 10 МГц до 75 ГГц). Используются пьезополупроводники Cds, ZnO, CdSe, GaAs, AlN, GaP, ZnS и Se. Кристалл пьезополупроводника, в к-ром формируют обеднённый слой, служит звукопроводом. Благодаря тому, что изменение электросопротивления необеднённого полупроводника не вызывает заметного изменения его акустич. параметров, создаётся возможность получения интегральной структуры, объединяющей тонкий высокоомный обеднённый слой пьезополупроводника и низкоомный звукопровод. Электрич. ВЧ-напряжение, приложенное к такой структуре, почти полностью падает на высокоомном слое, а сам слой работает как пьезопластинка (см. *Пьезоэлектрические преобразователи*). Обеднённый слой может быть создан разл. способами (диффузией примеси, нанесением плёнки, образованием запорного слоя).

П. п. характеризуются большой шириной частотной полосы пропускания, превышающей в отд. случаях 100% от резонансной частоты. Эффективность работы П. п. определяется в осн. электрич. потерями, связанными с наличием электрич. проводимости пьезополупроводников, и потерями, обусловленными отражением волновых полей от П. п. Используются П. п. и в пассивных и активных УЗ-*линиях задержки*, в пьезоэлектрич. усилителях, фильтрах, а также при исследованиях распространения *гиперзвука* в веществе, в частности в исследовании электрон-фононного взаимодействия.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. Б, М., 1967; Пьезополупроводниковые преобразователи и их применение, М., 1973. *Е. К. Грищенко.*

ПЬЕЗОСПЕКТРОСКОПИЯ — прецизионный метод исследования зависимости свойств твёрдых тел от внеш. давления методами оптич. спектроскопии. Особенно эффективна П. для изучения электронных свойств *полупроводников*, зависящих от их зонной структуры, в частности от ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$. Т. к. $\mathscr{E}_g$ зависит от межатомного расстояния (межатомной связи), то с увеличением давления p можно было бы ожидать роста $\mathscr{E}_g$. Оказалось, что в *прямозонных полупроводниках* $\mathscr{E}_g$ действительно обычно растёт (исключение — Te и халькогениды Pb). В кристаллах с неск. минимумами ф-ции $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ в зоне проводимости ($\mathscr{E}$ — энергия электрона, $\boldsymbol{p}$ — его импульс) для одних минимумов $\cdot \mathscr{E}_g$ растёт, для других — убывает. Напр., при увеличении давления $\mathscr{E}_g$ в Ge увеличивается с градиентом $7{,}5 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар (в InSb и GaAs — $12 \cdot 10$ эВ/кбар), но при $p \gtrsim 50$ кбар X-минимум зоны проводимости становится ниже L-минимума, что означает уменьшение $\mathscr{E}_g$ с ростом давления (рис.). Т. о.,



Изменение ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ в зависимости от давления для Si и Ge.

отрицат. значение $\Delta\mathscr{E}_g$ означает, что величину $\mathscr{E}_g$ начинает определять др. минимум, чем при нормальном давлении.

Теория, описывающая влияние давления на электронный спектр, построена для ковалентных и ионных кристаллов. Отражение и поглощение света в полупроводнике (а также *фотопроводимость*) определяются зависимостью диэлектрич. проницаемости от частоты ω (см. *Диэлектрики*). Действительная ε' и мнимая ε'' части ф-ции $\varepsilon(\omega)$ связаны с коэф. поглощения α и преломления n света соотношениями

$$\alpha^2 = \mu[-\varepsilon' + (\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)^{1/2}]/2,$$

$$n^2 = \mu[\varepsilon' + (\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)^{1/2}]/2$$

(μ — магн. проницаемость). Зависимость $\varepsilon(\omega)$ определяется электронами и ионами кристалла. Электронная часть диэлектрич. проницаемости $\varepsilon_э(\omega) = \varepsilon'_э(\omega) + i\varepsilon''_э(\omega)$. В случае, когда энергия светового кванта $\hbar\omega$ превышает ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ полупроводника, $\varepsilon'_э(\omega)$, определяемое *Крамерса—Кронига соотношением*, меняется с давлением незначительно, а изменения $\varepsilon''_э$ даются ф-лой

$$\varepsilon''_э(\omega) = \frac{2^5/e^2}{m^2\omega^2} |\boldsymbol{eP}|^2 \frac{(M_1M_2M_3)^{1/2}}{n^3} (\hbar\omega - \mathscr{E}_g)^{1/2}.$$

Здесь m — масса электрона, M_1, M_2, M_3 — гл. компоненты тензора приведённой массы $M = (m_э^{-1} + m_д^{-1})^{-1}$, $m_э$, $m_д$ — гл. компоненты тензора *эффективной массы* электрона и дырки, e — заряд электрона, $\boldsymbol{P}$ — вектор поляризации света, $\boldsymbol{e}$ — матричные элементы операторов импульса электронов (дырок). Множитель $(\hbar\omega - \mathscr{E}_g)^{1/2}$ отражает зависимость *плотности состояний* в зоне проводимости (валентной зоне) от энергии кванта. Матричные элементы $\boldsymbol{e}$ слабо зависят от давления (как и постоянная решётки). Незначительно меняются и эфф. массы носителей, т. е. M. Осн. влияние давления связано со сдвигом электронных уровней, определяющих плотность состояний. Давление позволяет не только сдвигать электронные уровни, но и изменять электронный спектр.

По спектральной зависимости коэф. поглощения света $\alpha_э(\omega) \sim \varepsilon''(\omega)$ можно определить $\mathscr{E}_g$ в исходном и деформированном кристаллах; $\mathscr{E}_g$ изменяется с ростом давления примерно на $\pm 10^{-5}$—10^{-6} эВ/кбар.

Полупроводник	$\partial\mathscr{E}_g/\partial p$, эВ/кбар
Si	5,2
Ge	13
GaSb	14,7
GaAs	11
InSb	15,5
InAs	10
ZnS, ZnSe	6
CdS	4,9
CdSe	6
GaS	−2
GaSe	−5
InSe	−3,5

Вклад ионов в ф-цию $\varepsilon(\omega)$ слабо зависит от давления. Изменения $\varepsilon_и$ отражают в осн. изменения фононного спектра с давлением. В случае ковалентных кристаллов часто́ты оптич. продольных *LO*- и поперечных *TO*-колебаний решётки растут с давлением, а частоты акустич. *LA*- и *TA*-колебаний падают (см. *Колебания кристаллической решётки*). Изменение межатомного расстояния под действием давления меняет конфигурацию электронной оболочки колеблющихся атомов, поэтому меняется и эфф. заряд ионов (знак изменения возможен любой).

Все вышеперечисленные эффекты проявляются при однородном гидростатич. давлении. В то время как оно не меняет симметрию решётки, одноосное напряжение понижает симметрию системы и поэтому приводит к расщеплению первоначально вырожденных уровней. Новый тип симметрии кристалла зависит от направления, в к-ром приложено напряжение. Одноосные напряжения изменяют симметрию зоны Бриллюэна. Поскольку нек-рые точки $\mathbf{k}$ в зоне становятся при этом неэквивалентными, приложение одноосного напряжения приводит к дополнит. расщеплению уровней. Это детально проверено при исследовании пьезопоглощения света у края межзонного перехода и пьезоотражения в др. критич. точках. Именно так была подтверждена интерпретация края поглощения в Ge и Si, где минимум зоны проводимости расположен в точке L и на оси Δ.

Метод П. эффективен при изучении симметрии примесных и экситонных состояний. В случае мелких примесей или слабосвязанных экситонов прежде всего существенно влияние напряжения на структуру энергетич. зон. Затем устанавливают, как это сказывается на связанных состояниях, происходящих от разл. критич. точек. У глубоких примесей энергия связи зависит больше от конфигурации ближайших атомов и ионов, чем от сдвигов зон. Поэтому влияние одноосного напряжения на примесные уровни тем сильнее, чем глубже потенциал примеси и чем больше локализованы волновые ф-ции.

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Martinez G., Optical properties of semiconductors under pressure, в кн.: Handbook on semiconductors, v. 2 — Optical properties of solids, Amst.— [a. o.], 1980; Sharma H. P., Shanker J., Verma M. P., Effect of hydrostatic pressure on the electronic dielectric constant of ionic crystals, «Phil. Mag.», 1976, v. 34, p. 163; Wendel H., Martin R. M., Charge density and structural properties of covalent semiconductors, «Phys. Rev. Lett.», 1978, v. 40, p. 950. *С. Е. Есипов.*

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКИ — вещества, в к-рых при определённых упругих деформациях (напряжениях) возникает электрич. поляризация даже в отсутствие электрич. поля (прямой пьезоэффект). Следствием прямого пьезоэффекта является обратный пьезоэффект — появление механич. деформаций под действием электрич. поля. Проявления прямого и обратного пьезоэффектов могут быть различными, первый может выражаться, напр., в появлении при деформации электрич. поля в отсутствие поляризации, второй — в возникновении при наложении электрич. поля упругих напряжений в отсутствие деформаций. В общем виде речь идёт о линейной связи между механич. и электрич. переменными (первые — деформация u, напряжение σ; вторые — поляризации P,

электрич. поле E, электрич. индукция D; см. *Диэлектрики*). Первое подробное исследование пьезоэффектов проведено Ж. и П. Кюри (J. et P. Curie) (1880) на кристалле кварца. В дальнейшем пьезоэлектрич. свойства были обнаружены более чем у 1500 веществ.

Пьезоэффекты наблюдаются только в кристаллах, не имеющих центра симметрии. (В кристаллах, обладающих центром симметрии, пьезоэффект невозможен.) Наличие др. элементов симметрии (оси, плоскости симметрии; см. *Симметрия кристаллов*) может запрещать появление поляризации в нек-рых направлениях или при деформациях, т. е. также ограничивает число кристаллов — П. В результате П. могут принадлежать лишь к 20 точечным группам симметрии (из 32) : 1,2,3, 4, 6, m, $mm2$, $3m$, $4mm$, $6mm$, 222,$\bar{4}$, 422, $\bar{4}2m$, $\bar{6}$,622, $\bar{6}m2$, 32, 23, $m3$. Кристаллы первых 10 классов — *пироэлектрики*, т. е. обладают поляризацией в отсутствие внеш. воздействий. В этих кристаллах пьезоэффект проявляется, в частности, в изменении величины спонтанной поляризации при механич. деформации. Пьезоэлектрич. свойства можно создавать в нек-рых некристаллич. диэлектриках за счёт образования в них т. н. пьезоэлектрич. текстуры, напр. поляризацией в электрич. поле (пьезокерамика), механич. обработкой (древесина) и др. (см. *Пьезоэлектрические материалы*).

Количеств. характеристикой пьезоэффектов в кристалле является совокупность пьезоконстант (пьезомодулей) — коэф. пропорциональности между электрич. и механич. величинами. При этом одна электрич. величина (напр., P) зависит как от др. электрич. величины (напр., E), так и от механич. величины (u или σ). Напр.: поляризация, возникающая в П. под действием деформации (σ) $P = e\sigma$, где e — пьезомодуль. Полная поляризация с учётом электрич. поля E выражается соотношением

$$P = eu + \chi^* E.$$

Величина χ^* имеет смысл *диэлектрической восприимчивости* при постоянной деформации. Т. к. механич. деформации могут быть представлены как совокупность 6 независимых величин (сжатия и растяжения вдоль 3 осей, а также сдвигов в плоскостях, перпендикулярных осям), а вектор поляризации P имеет 3 компоненты, то в наим. симметричных кристаллах может быть 18 разных пьезоконстант.

Симметрия кристалла ограничивает число независимых пьезомодулей, напр. кристалл точечной группы симметрии 422 имеет только одну независимую пьезоконстанту. Пьезоконстантами являются также величины d, a, b, λ, s в соотношениях

$$P = d\sigma + \chi E,\ \sigma = -aP + \lambda u,\ u = -bP + sE$$

и т. п. Все пьезоконстанты связаны друг с другом, так что при описании пьезоэлектрич. свойств можно ограничиться только одной совокупностью констант, напр. e.

Величины пьезоконстант различаются для кристаллов разных типов. Для *ионных кристаллов* порядок величины пьезоконстант можно оценить след. образом: пусть при деформации закороченного кристалла ($E = 0$) изменение постоянной решётки (l) равно Δl, так что деформация $u = l + \Delta l/l$. Разноимённые ионы сдвигаются друг относительно друга на величину $\sim \Delta l$, а поляризация $P \sim q\Delta l/l^3$, где q — заряд иона (можно считать равным заряду электрона). Т. о., порядок пьезоэлектрич. константы такой же, как и у атомного электрич. поля $E_a \sim 10^7$ единиц СГСЭ. Существенно больших величин могут достигать пьезоконстанты у *сегнетоэлектриков*, т. к. их поляризация может быть связана с перестройкой доменной структуры при механич. деформации.

Наличие пьезоэффектов сказывается на характере разл. акустич. явлений. Так, одна из объёмных *упругих волн* становится поверхностной (Гуляева — Блюштейна волна). Отражение и пропускание упругой волны на границе П. и др. среды могут определяться не только соотношением модулей упругости сред, но и тем, является ли др. среда диэлектриком или проводником. Коэф. усиления звука за счёт дрейфа носителей заряда в полупроводнике имеет разную зависимость от частоты звука в П. и в центросимметричных кристаллах.

П. используются в технике в качестве преобразователей механич. колебаний в электрические и электрических — в механические. Они являются осн. материалами *акустоэлектроники*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Сотин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Таганцев А. К., Пиро-, пьезо-, флексоэлектрический и термополяризационный эффекты в ионных кристаллах, «УФН», 1987, т. 152, в. 3, с. 423.

А. П. Леванюк, Д. Г. Санников.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ — вещества (диэлектрики, полупроводники), обладающие хорошо выраженными пьезоэлектрич. свойствами (см. *Пьезоэлектрики*).

Пьезоэлектрич. кристаллы распространены в природе в виде естеств. минералов (кварц, турмалин, цинковая обманка и др.), большинство практически важных П. м. синтезируют (сегнетова соль, ниобат лития, пьезокерамика, пьезополимеры).

П. м. используются для изготовления *пьезоэлектрических преобразователей* разл. назначения: в гидролокации, УЗ-технике (см. *Ультразвук*), *акустоэлектронике*, точной механике и др. Для изготовления пьезоэлемента выбирают П. м., сопоставляя их параметры и характеристики, к-рые определяют эффективность и стабильность работы пьезоэлектрич. преобразователя с учётом его назначения и условий эксплуатации. П. м. характеризуются след. величинами (табл.): матрицами пьезомодулей d и относительной диэлектрич. проницаемости ε^σ, коэф. упругой податливости S^E, скоростью распространения звуковых волн c, тангенсом угла диэлектрич. потерь $\operatorname{tg}\delta$, механич. добротностью Q_m, плотностью ρ, предельно допустимой темп-рой θ (темп-ра Кюри для сегнетоэлектриков). Во мн. случаях оценивать П. м. удобнее след. параметрами: 1) коэф. эл.-механич. связи K_{ik} (для квазистатич. режима, когда длина звуковой волны существенно превосходит размеры пьезоэлемента):

$$K_{ik} = \frac{d_{ik}}{\sqrt{\varepsilon_u^\sigma \varepsilon_0 S_{kk'}^E}},$$

где $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрич. постоянная вакуума; 2) величиной $(d_{ik}/S_{kk'}^E)^2$, важной для излучателей звука; 3) величиной $K_{ik}^2/\operatorname{tg}\delta$, к-рая входит в выражение эл.-механич. кпд преобразователей; 4) отношением $d_{ik}/\varepsilon_{ii}^\sigma$, характеризующим чувствительность *приёмника звука* в режиме холостого хода; 5) величиной $d_{ik}/\sqrt{\varepsilon_{ii}^\sigma}$, определяющей мин. сигнал, к-рый может быть принят приёмником на фоне электрич. шумов схемы; 6) механич. добротностью Q_m, определяющей акустомеханич. кпд излучателя при заданной нагрузке, полосу частот пропускания эл.-механич. фильтров, качество линий задержки.

Большое значение для мощных излучателей звука имеют предельно допустимое механич. напряжение, к-рое зависит от механич. прочности материала, стабильность свойств относительно разогрева, а также нелинейность свойств, при к-рой происходит перекачка энергии и высшие гармоники и уменьшение эффективности (кпд) на осн. частоте (рис. 1 и 2).

Кристаллы кварца, несмотря на их сравнительно слабые пьезоэлектрич. свойства, применяются в тех

Основные характеристики пьезоэлектрических материалов

Пьезоэлектрик	Плотность ρ, 10^3 кг/м³	Скорость звука $c_{ккк}$, 10^3 м/с	Диэлектрич. проницаемость, ε_{ii}	S^E_{kk}, 10^{-12} м²/Н	Пьезомодуль d_{ik}, 10^{-12} Кл/Н	tgδ, 10^2	Механическая добротность, Q_m	Коэффициент электромеханической связи, K_{ik}	Примечание
Кварц	2,6	5,47(11)	4,5(11)	12,77(11)	2,31(11)	<0,5	$>10^4$	0,095	Срез 0° к оси X
Дигидрофосфат аммония	1,8	3,25(33)	15,3	52,6(33)	24,0(36)/2	<1	$>10^2$	0,28	Срез 45° к оси Z
Сульфат лития	2,05	4,7(33)	10,3(22)	22,5(22)	16,3(22)	<1	$>10^2$	0,30	Срез 0° к оси Y
Сегнетова соль	1,77	3,1(33)	350(11)	37(33)	275	>5	—	0,65	Срез 45° к оси X; при T=55°С распадается на химические составляющие
Сульфоиодид сурьмы (0°С)	5,2	1,5(33)	2200(33)	86(33)	150(21) / 1300(33)	5—10	50	0,8(33)	Поляризован по оси Z
ХГС-2	5,3	1,8	900	9,2(33)	80(21) / 600(33)	5	20	0,7(33)	d_V=500·10⁻¹² Кл/м
Ниобат лития	4,64	5,8(33) / 6,57(11)	28,6(33) / 84,6(11)	5,03(33) / 5,83(11)	16,2(22) / 17,1(33)	—	$<10^3$	0,24(22) / 0,32(33)	
Пьезокерамика									
Титанат бария ТБ-1	5,3	4,6 / 4,2	1500	8,9 / 10,7	45 / 100	2	400	0,2 / 0,5	
Титанат бария—кальция ТБК-3	5,4	4,7 / 4,4	1180	8,4 / 9,5	51 / 113	1,3	450	0,17 / 0,37	Пьезоэлементы поляризованы вдоль оси Z (оси 3)
Группа титанатацирконата свинца *PZT* (ЦТС) ЦТС-19	7,45	3,6 / 3,0	1725	10,4 / 14,9	100 / 200	3,5	50	0,24 / 0,44	
ЦТБС-3	7,2	3,5 / 3,2	2325	11,5 / 13,6	158 / >350	1,2	350	0,33 / 0,84	
ЦТСНВ-1	7,3	2,9 / 2,6	2325	16,3 / 20,9	205 / >445	1,9	70	0,37 / 0,69	
PZT-8	7,6	3,4 / 3,1	1000	11,4 / 13,7	93 / 218	0,4	1000	0,3 / 0,64	
PZT-5Н	7,5	2,8 / 2,5	3400	17,0 / 21,3	274 / 593	2,0	65	0,39 / 0,75	
PZT-4	7,5	3,3 / 2,9	1300	12,3 / 15,4	123 / 289	0,5	500	0,33 / 0,70	
Пьезополимерная плёнка									
ПВДФ	1,8	1,4—1,9	12	280	20 / 25	1	—	10	d_V= 10·10⁻¹² Кл/Н
Пьезокомпозит									
30% $PbTiO_3$	3,0	1,8	20	90	—	5	—	—	d_V=12·10⁻¹² Кл/м

Примечание. Значения всех констант даны для темп-ры 16—20° С. Цифры в скобках у монокристаллов определяют индексы соответствующих тензорных характеристик, напр. (11) означает c_{11}, ε_{11}, d_{11}, (36/2)—$1/2d_{36}$ и т. д. Для пьезокерамики верх. значения (над чертой) для c и S имеют индексы (11), а для d и K—индекс (31); ниж. значения (под чертой) константы имеют индекс (33). Величины $d_{31}<0$; $d_{33}>0$. Значения tgδ для кристаллов даны при напряжённости поля $E<0,05$ кВ/см; для пьезокерамики tgδ даётся в интервале $0,05<E<2$ кВ/см; d_V—объёмный пьезомодуль.

случаях, когда требуются высокая механич. добротность и стабильность по отношению к изменению темп-ры (напр., в эл.-механич. фильтрах и различных стабилизирующих устройствах). Кристаллы ADP, сульфата лития и сегнетовой соли, как П. м. для излучателей и приёмников звука, вытеснены пьезокерамикой ввиду её высокой пьезоэлектрич. эффективности, стабильности и технологичности. *Сегнетополупроводник* сульфоиодид сурьмы и выполненный на его основе материал ХГС-2 перспективны для гидроакустич. приёмников звука.

Свойства пьезокерамики, особенно у составов типа ЦТС, с изменением темп-ры варьируют незначительно. Изменение резонансной частоты в интервале темп-р

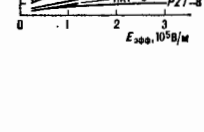


Рис. 1. Зависимость тангенса диэлектрических потерь tgδ от эффективного значения возбуждающего электрического поля для различных типов пьезокерамики.

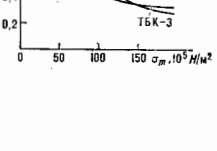


Рис. 2. Зависимость механической добротности Q_m (относительной) от амплитуды механического напряжения для различных типов пьезокерамики.

30—40 °С достигает 1,5—2,0% (у сегнетовой соли до 40%), пьезомодуля и диэлектрич. проницаемости — 10—20%. Зависимость параметров пьезокерамики от всестороннего сжатия слаба, однако при действии одностороннего сжатия (10^8 Н/м^2) вдоль оси спонтанной поляризации изменение (уменьшение) пьезомодулей может достигать 30—70%, а увеличение диэлектрич. проницаемости от 5 до 60%.

Кристаллы ниобата лития, танталата лития, германата свинца применяются в УЗ-технике в области СВЧ-диапазона (вплоть до ГГц) и в *акустоэлектронике* благодаря чрезвычайно малому затуханию в них акустич. волн, как объёмных и сдвиговых, так и поверхностных.

Они используются и *акустооптике*. Для пьезополупроводниковых преобразователей и *линиях задержки* и др. устройствах акустоэлектроники используются сульфид кадмия, оксид цинка, арсенид галлия и др. пьезополупроводники.

К пьезополимерам относят как поливинилиденфторид (ПВДФ) и сополимеры на его основе, так и пьезоэлектрич. *композиционные материалы* (пьезокомпозиты). Материалы на основе ПВДФ выпускаются в виде плёнок толщиной от 10 мкм до 1 мм и более, металлизованных и поляризованных по толщине. Пьезокомпозит может иметь структуру в виде пористого каркаса пьезокерамики, пропитанного полимером, или чаще в виде частиц пьезокерамики (порошка, тонких стерженьков), распределённых в полимере. П. м. на основе полимеров обладают высокой пьезоэлектрич. эффективностью, эластичностью и рядом технол. преимуществ.

Пьезоэффект в полимерах возникает в результате неоднородного распределения зарядов, при статич. электризации, поляризации и др. (тип I), а также вследствие ориентации диполей в полярных полимерах при механич. деформировании (тип II), в биополимерах (тип III), при поляризации в электрич. поле (тип IV, электреты), в результате спонтанной поляризации в таких высокополярных поликристаллич. полимерах (тип V), как, напр., ПВДФ, полиамиды, сегнетоэлектрич. стёкла и др.

В полимерах типа I и II пьезоэлектрич. коэф. d обычно кевелики [$d_{33} = (0{,}1—0{,}5)\cdot 10^{-12}$ Кл·Н$^{-1}$]; в материалах типа III и IV они достигают более высоких значений [до $d_{33} = (1—2)\cdot 10^{-12}$ Кл·Н$^{-1}$]; в материалах типа V — [до $d_{33} = 40\cdot 10^{-12}$ Кл·Н$^{-1}$].

Среди пьезокомпозитов наиб. распространены материалы на основе порошка титаната свинца, распределённого в полимере, из-за значит. величины объёмного пьезомодуля ($d_V = 30\cdot 10^{-12}$ Кл/Н) при достаточно простой технологии изготовления.

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Смажевская Е. Г., Фельдман И. Л., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1971; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Иффе Б., Кук У., Иффе Г., Пьезоэлектрическая керамика, пер. с англ., М., 1974; Newnham R. E. и др., Connectivity and piezoelectric — pyroelectric composites, «Mat. Res. Bull.», 1978, v. 13, № 5, p. 525; Powers J. M., An emerging hydrophone technology, «IEEE Trans. Eas con'se», 1979, v. 27 CH; Tiny R. Y., Evaluation of new piezoelectric composites for hydrophone, «Ferroelectrics», 1986, v. 67; Monroe D.-L., Blum J. B., Safari A., Sol-gel derived $PbTiO_3$ — polymer piezoelectric composites, «Ferroelectrics. Lett. section», 1986, v. 5, p. 39.

Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛИ — электромеханич. или *электроакустический преобразователь*, действие к-рого основано на пьезоэлектрич. эффекте (см. *Пьезоэлектрики*). Осн. часть П. п. состоит из отдельных или объединённых в группы, электрически и механически связанных друг с другом пьезоэлементов, т. е. изготовленных из пьезоэлектрика деталей простой геом. формы (стержень, пластинка, диск и т. п.) с нанесёнными на их поверхности электродами.

П. п. применяются в разл. областях техники (УЗ-технологии и *дефектоскопии*, *гидролокации*, радиовещании, виброметрии, *акустоэлектронике*) в качестве излучателей и приёмников УЗ, элементов *гидроакустических антенн*, *микрофонов* и *гидрофонов*, пьезоэлектрич. трансформаторов, резонаторов, фильтров и др. Соответственно этому весьма широк диапазон рабочих частот П. п.— от единиц Гц в сейсмич. исследованиях до ГГц в акустоэлектронике. В зависимости от назначения и диапазона рабочих частот в П. п. используются разл. пьезоэлектрики. Наиб. широкое распространение в УЗ-технике и гидроакустике получили П. п. из *пьезокерамики*, в акустоэлектронике — пьезоэлектрич. и пьезополупроводниковые монокристаллич. П. п. Пьезоэлектрич. преобразователи — излучатели, вибраторы, пьезорезонаторы — используются в узком диапазоне частот вблизи резонанса их механич. системы, а П. п.— приёмники — как на резонансе, так и в широком диапазоне частот вне резонанса. В зависимости от диапазона частот, назначения и условий работы применяются П. п. разл. типов. В области высоких частот (> 100 кГц) прим. используют П. п. в виде оболочек и пластин, совершающих колебания по толщине, на частотах выше 10 МГц и в диапазоне ГГц — спец. П. п. в виде тонких пластин или плёнок из *пьезополупроводников*, при резонансных рабочих частотах 40—100 кГц — стержни, совершающие продольные колебания. В качестве излучателей и приёмников звука часто применяют П. п. в виде пьезокерамич. цилиндров с использованием поперечного и продольного пьезоэффекта. В области частот ниже 5—10 кГц используют П. п. в виде биморфных пластин, совершающих поперечные изгибные или крутильные колебания. Свойства таких П. п. существенно зависят от условий закрепления пластин. П. п. в виде полых пьезокерамич. сфер применяются как широкополосные, ненаправленные гидрофоны. Используются также т. н. пьезокомпозиты и пьезополимеры (гл. обр. для приёмников звука).

Расчёт П. п. имеет целью установить связь между величинами электрическими (напряжение на электродах U, ток через преобразователь I) и механическими (приложенная к механич. системе сила F, смещение ξ или колебат. скорость v_m). При расчётах П. п. может быть замещён эл.-механич. схемой, эквивалентной ему с точки зрения расчёта соотношения между электрич. и механич. (акустич.) величинами.

Кпд П. п. существенно зависит от величины сопротивления нагрузки $r_н$, на к-рую работает излучающий преобразователь, и от величин механического $r_м$ и электрического R сопротивлений преобразователя. Кпд П. п. может достигать 40—70%. Макс. мощность, к-рую может развивать П. п., ограничивается величинами допустимых напряжённостей электрич. поля и механич. динамич. напряжений в П. п., а также его разогревом.

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972; Гутин Л. Я., Избр. труды, Л., 1977; Справочник по гидроакустике, Л., 1982.

Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ РЕЗОНА́ТОР — *пьезоэлектрический преобразователь* с ярко выраженными резонансными свойствами вблизи собств. частот колебаний механич. системы (см. также *Резонанс*). Представление П. р. в виде эквивалентной схемы с сосредоточенными параметрами см. на рис. 1. При внеш.

Рис. 1. Эквивалентная схема пьезоэлектрического резонатора.

возбуждающей частоте $f = f_p$ наступает механич. резонанс и ток в электрич. цепи П. р. достигает макс. значения. При повышении частоты до $f_a > f_p$, называе-

мой частотой м и т и р е з о н а н с а, импеданс П. р. становится максимальным, а ток в его цепи — минимальным (резонанс токов). Величину $\Delta f = f_в - f_р$ называют резонансным промежутком. Качество П. р. определяется остротой его частотной характеристики (рис. 2) и величиной кпд. Значение частот $f_р$ и $f_в$ позволяет определить ряд важных характеристик П. р.,

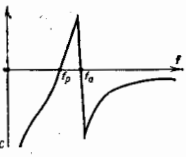


Рис. 2. Зависимость реактивного сопротивления пьезоэлектрического резонатора от частоты колебаний.

и в первую очередь коэф. эл.-механич. связи $K \approx \approx \sqrt{2\Delta f/f_р}$. Экспериментально параметры П. р. определяются методами резонанса — антирезонанса, переменой электрич. нагрузки, круговых диаграмм и др.

П. р. широко используются в радиотехнике, электронике, электроакустике и др. в качестве фильтров, резонаторов в задающих генераторах, резонансных пьезопреобразователей и пьезотрансформаторов. Пьезоэлектриком в П. р. служит кристалл кварца или пьезокерамика с малыми потерями. Кварцевые резонаторы применяются в качестве резонансных контуров генераторов электрич. ВЧ-колебаний. Высокая добротность ($10^4 - 10^5$) кварцевого резонатора определяет малый уход частоты генератора от её номинального значения [$(10^{-3} - 10^{-5})\%$] при изменении окружающей темп-ры, давления и влажности. Разработаны микроминиатюрные кварцевые резонаторы на частоты колебаний 30 кГц — 8,4 МГц, нашедшие применение в электронных часах, системах электронного зажигания двигателей внутр. сгорания и др. П. р. на основе кварца используются в акустоэлектронных устройствах фильтрации и обработки сигналов: монолитных пьезоэлектрич. фильтрах, а также фильтрах и резонаторах на *поверхностных акустических волнах* (ПАВ). Осн. достоинство резонаторов на ПАВ — возможность использования в устройствах стабилизации частоты и узкополосной фильтрации в диапазоне частот 100—1500 МГц. Пьезоэлектрич. фильтры из пьезокерамики, как правило, многозвенные, изготавливают на частоты 1 кГц — 10 МГц. При этом на частотах до 3,5 кГц используют биморфные пьезоэлементы, когда П. р. совершает резонансные колебания изгиба по грани; в диапазоне 40—200 кГц применяют П. р. с продольными колебаниями по длине, а на частотах 200—800 кГц — П. р. в виде дисков, совершающих радиальные колебания. На частотах св. 1 МГц используют толщинные колебания пьезокерамич. колец. Рассматриваемые фильтры отличаются простотой конструкции, малыми (по сравнению с *LC*-фильтрами) габаритами и стабильными рабочими характеристиками (табл.).

Параметры пьезоэлектрического резонатора

Основные параметры	Производные параметры
Ёмкость П. р., заторможенного по отношению к рассматриваемому резонансу $C_{0р}$	Ёмкостное отношение $r = C_{0р}/C_1$
Динамич. ёмкость C_1	Механич. добротность $Q_м = \frac{\omega_р L_1}{R_1} = \frac{1}{\omega_р C_1 R_1}$
Динамич. индуктивность L_1	Коэф. качества $M = \frac{Q_м}{r} = \frac{1}{\omega_р C_{0р} R_1}$
	Резонансная частота $f_р = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}$
Эквивалентное сопротивление механич. потерь R_1	Частотная постоянная $N = f_р l$
	Константа динамич. ёмкости $\Gamma_1 = \frac{C_1 t}{A}$

Примечание. d—резонансный размер; t—расстояние между электродами; A—площадь электродов.

Лит.: К э д и У., Пьезоэлектричество и его практические применения, пер. с англ., М., 1949; Пьезокерамические преобразователи, под ред. С. И. Пугачева, Л., 1984; Интегральные пьезоэлектрические устройства фильтрации и обработки сигналов, под ред. Б. Ф. Высоцкого, В. В. Дмитриева, М., 1985.

Ф. Ф. Лещук, С. И. Пугачёв.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИ́ЧЕСТВО — обратимая эл.-механич. связь электрич. поляризации и механич. деформации, наблюдаемая в виде прямого и обратного пьезоэлектрич. эффектов в кристаллич. средах с определ. симметрией, см. *Пьезоэлектрики*.

Р

РАБИ МЕТОД — метод исследования энергетич. структуры атомов и молекул, основанный на явлении резонансного поглощения радиочастотного поля при совпадении частоты поля с частотой *квантового перехода* в этих системах. Разработан И. Раби (I. Rabi) в 1938 для *молекулярных и атомных пучков*.

При помощи Р. м. впервые наблюдался *ядерный магнитный резонанс* в нейтральных молекулярных пучках, при этом радиочастотное магн. поле H_1 вызывало резонансную переориентацию магн. моментов молекул. Пучок молекул, выходящий из источника O, отклоняется неоднородным магн. полем (магнит A на рис.), а затем фокусируется на детектор D неоднородным полем с градиентом противоположного знака (магнит B). Поля подбирают так, чтобы молекулы попадали на детектор независимо от их скорости. В зазоре магнита C, создающего однородное магн. поле H_0, помещают проволочную петлю, соединённую с радиочастотным генератором и создающую поле H_1. В результате переориентации магн. моментов нарушается условие фокусировки и уменьшается число молекул, попадающих на детектор. Резонанс наблюдают по изменению интенсивности пучка на детекторе при изменении напряжённости поля H_0 или частоты генератора ω.

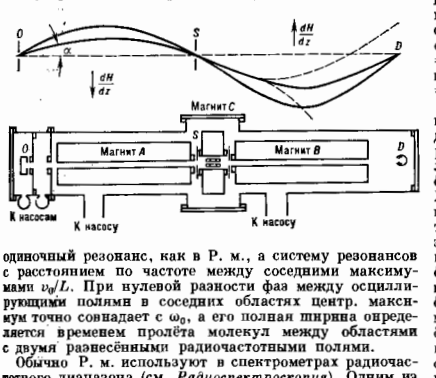
В квантовой теории переориентацию магн. моментов описывают как переход между двумя уровнями энергии молекул. Вероятность перехода под действием осциллирующего возмущения за время t равна

$$P(t) = \left(\frac{\Omega}{\tilde{\Omega}} \sin\frac{\tilde{\Omega} t}{2}\right)^2,$$

где $\Omega = \omega_0 H_1/H_0$ — ч а с т о т а Р а б и, $\omega_0 = \gamma H_0$ — угл. частота прецессии магн. момента, γ — гиромагн. отношение, $\tilde{\Omega}^2 = \Omega^2 + (\omega - \omega_0)^2$ (см., напр., *Двухуровневая система*). Время t воздействия поля H_1 на молекулу равно l/v, где l — размеры области, в к-рой $H_1 \neq 0$, v — скорость молекулы. Вероятность $P(t)$ нужно усреднить в соответствии с распределением молекул по скоростям. Ширина резонанса по частоте обратно пропорциональна величине l/v_0, где v_0 — ср. скорость молекул, но с увеличением l уменьшается интенсивность пучка.

Н. Рамзей (N. Ramsay) усовершенствовал Р. м., добившись существенного сужения резонанса. При этом пучок молекул последовательно проходит через

две области строго сфазированного радиочастотного поля, размером l каждая, к-рые разнесены в пространстве на расстояние L. При $L \gg l$ и узком распределении молекул в пучке по скоростям выходной сигнал в таком устройстве, как ф-ция ω, представляет собой не



одиночный резонанс, как в Р. м., а систему резонансов с расстоянием по частоте между соседними максимумами v_0/L. При нулевой разности фаз между осциллирующими полями в соседних областях центр. максимум точно совпадает с ω_0, а его полная ширина определяется временем пролёта молекул между областями с двумя разнесёнными радиочастотными полями.

Обычно Р. м. используют в спектрометрах радиочастотного диапазона (см. *Радиоспектроскопия*). Одним из важнейших применений Р. м. было измерение магн. моментов протона, дейтрона и электрона. Р. м. лежит в основе квантовых стандартов частоты и мн. методов исследования спектральных характеристик газов, жидкостей и твёрдых тел.

Лит.: Рамзей Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960; Физические основы квантовой радиофизики, Л., 1985.

А. Н. Титов.

РАБОТА в термодинамике — способ обмена энергией между термодинамич. системой и окружающими телами при изменении внеш. *параметров состояния*, к-рые определяют положение границ раздела системы или её частей и взаимодействие с внеш. силовыми полями; кол-во энергии, передаваемое этим способом. Др. способом обмена энергией, связанным с изменением *энтропии*, является передача теплоты. Величина Р. максимальна для квазистатич. процессов (принцип максимальной работы), в этом случае выражение для Р. δW, производимой системой при бесконечно малом изменении внеш. параметров $dx = \{dx_i\}$, записывают по аналогии с механикой в виде $\delta W = Xdx = \sum_i X_i dx_i$ (X_i — соответствующая параметру x_i обобщённая сила, характеризующая реакцию системы на квазистатич. изменение dx_i). Выражение для Р., совершаемой при конечном изменении состояния, записывают в виде интеграла

$$\Delta W = \int_1^2 \delta W = \sum_i \int X_i dx_i.$$

Это выражение существенно зависит от того, какие значения имеют величины $X_i = X_i(T, x, N)$ в каждом из промежуточных состояний квазистатич. перехода 1 → 2, к-рые определяются не только набором параметров x_i, но и значениями темп-ры T (или энтропии S) и чисел частиц отд. компонентов $N = \{N_i\}$. Величина ΔW зависит от пути интегрирования, а δW не является полным дифференциалом в переменных (T, x, N), определяющих термодинамич. состояние системы. Поэтому в результате замкнутого *кругового процесса* можно получить отличную от нуля работу.

Величина δW участвует наряду с изменением внутр. энергии dU и величиной подводимого к системе тепла. δQ в балансе, выражающем первое и второе начала термодинамики для квазистатич. процессов:

$$\delta Q = TdS = dU + \delta W - \mu dN,$$

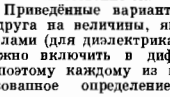
где $\mu = \{\mu_i\}$ — хим. потенциалы компонентов системы. Для адиабатически изолиров. системы ($dS = 0$) с фиксиров. числом частиц ($dN = 0$) выражение для δW определяется изменением внутр. энергии, $(\delta W)_s = (-dU)_s$ для системы с фиксиров. темп-рой — изменением её свободной энергии, $(\delta W)_T = -d(U - TS)_T = (-dF)_T$ и т. д.

Примеры. Р. пространственно однородной системы при изменении dV её объёма равна $\delta W = pdV$ (p — давление; при наличии касательных напряжений выражение для δW составляется в соответствии с правилами теории упругости). Для поверхностной плёнки $\delta W = -\sigma d\Sigma$ (σ — козф. поверхностного натяжения, Σ — площадь поверхности раздела фаз). Для гальванич. элемента $\delta W = \mathscr{E} dq$ ($\mathscr{E}$ — эдс элемента, dq — протекший через него заряд). Для диэлектриков используют неск. вариантов выбора параметров состояния и соответствующих им выражений для удельной Р. δw: $\delta w_D = -(\boldsymbol{Ed}\boldsymbol{D})/4\pi$ — полная Р. ($\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{D}$ — индукция); $\delta w_E = \boldsymbol{P}d\boldsymbol{E}$, $\delta w_P = -\boldsymbol{E}d\boldsymbol{P}$ ($\boldsymbol{P}$ — поляризация диэлектрика). Для магнетика уд. Р.: $\delta w_B = (-\boldsymbol{H}d\boldsymbol{B})/4\pi$, $\delta w_M = -\boldsymbol{H}d\boldsymbol{M}$, $\delta w_H = \boldsymbol{M}d\boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{M}$ — соответственно магн. индукция и намагниченность). Приведённые варианты для δw отличаются друг от друга на величины, являющиеся полными дифференциалами (для диэлектрика это $\boldsymbol{E}^2/8\pi$ u — $(\boldsymbol{EP})$), к-рые можно включить в дифференциал внутр. энергии dU, поэтому каждому из выборов x_i соответствует согласованное определение величин δw_i и dU_i.

Лит.: см. при ст. *Термодинамика*.

РАБОТА с и л ы — мера действия силы, зависящая от её модуля и направления и от перемещения точки приложения силы. Если сила $\boldsymbol{F}$ постоянна по модулю и направлению, а перемещение M_0M_1 прямолинейно (рис. 1), то Р. определяется равенством $A = Fs\cos\alpha$, где $s = M_0M_1$, α — угол между направлениями силы

Рис. 1.

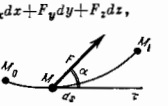


и перемещения. Если $\alpha < 90°$, то $A > 0$, а если $180° \geqslant \alpha > 90°$, то $A < 0$; если же $\alpha = 90°$, т. е. если сила перпендикулярна перемещению, то $A = 0$. Единицы измерения Р.— джоуль, эрг (1 эрг = 10^{-7} Дж) и килограмм-сила на 1 метр (1 кгс·м ≈ 9,81 Дж).

В общем случае для вычисления Р. силы вводят понятие элементарной работы $dA = Fds\cos\alpha = F_\tau ds$, где ds — элементарное перемещение точки приложения силы, α — угол между силой и касательной к траектории её приложения, направленной в сторону перемещения точки, F_τ — проекция силы на эту касательную (рис. 2). В декартовых координатах

$$dA = F_x dx + F_y dy + F_z dz, \qquad (1)$$

Рис. 2.



где F_x, F_y, F_z — проекции силы на координатные оси; x, y, z — координаты точки её приложения. В обобщённых координатах

$$dA = \sum_i Q_i dq_i, \qquad (2)$$

где q_i — обобщённые координаты, Q_i — обобщённые силы. Для сил, действующих на тело, имеющее неподвижную ось вращения z, $dA = M_z d\varphi$, где M_z — сумма моментов сил относительно оси вращения, φ — угол поворота тела. Для сил давления $dA = pdV$, где p — давление, V — объём.

Р. силы на конечном перемещении определяется как предел интегральной суммы соответствующих элементарных работ и при перемещении M_0M_1 выражается криволинейным интегралом

$$A = \int_{M_0M_1} (F\cos\alpha)ds \text{ или } A = \int_{M_0M_1} (F_x dx + F_y dy + F_z dz).$$

Для потенциальных сил $dA = dU$ или $dA = -d\Pi$, где U — силовая ф-ция, Π — потенциальная энергия системы, $A = U_1 - U_0$ или $A = \Pi_0 - \Pi_1$, где U_0, U_1, Π_0, Π_1 — значения соответствующих величин в начальном и конечном положениях системы; в этом случае Р. не зависит от вида траекторий точек приложения сил. При движении механич. системы сумма работ всех действующих сил на нек-ром перемещении этой системы равна изменению её *кинетической энергии* T на этом же перемещении, т. е.

$$\sum A_i = T_1 - T_0.$$

Понятие Р. широко используется в механике и в др. областях физики, а также в технике. *С. М. Тарг.*

РАБОТА ВЫХОДА — энергия, к-рая затрачивается твёрдым или жидким телом при тепловом возбуждении электрона этого тела в вакуум (в состояние с равной нулю кинетич. энергией). Р. в. равна разности двух энергий: 1) энергии покоящегося электрона, находящегося в такой точке вне тела, к-рая, с одной стороны, удалена от поверхности тела на расстояние, во много раз превышающее межатомные расстояния, а с др. стороны, гораздо ближе к рассматриваемой поверхности тела, чем к др. телам и к краю этой поверхности (в частности, эта точка должна быть далека от края рассматриваемой кристаллич. грани); 2) эл.-хим. потенциала электронов в рассматриваемом теле, к-рый в состоянии термодинамич. равновесия одинаков во всех точках тела. Если эл.-статич. потенциал в вакууме в указанной точке равен $\varphi_{вак}$, в объёме тела — $\varphi_{об}$, $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия* электронов (уровень их хим. потенциала), $\mathscr{E}_F = e\varphi_{об}$ — эл.-хим. потенциал электронов в рассматриваемом теле, то Р. в. равна

$$\Phi = -e\varphi_{вак} - (\mathscr{E}_F - e\varphi_{об}). \quad (1)$$

Осн. часть Р. в. представляет собой энергию связи электрона в *твёрдом теле* с атомными ядрами и др. электронами и аналогична энергии ионизации атомов и молекул. Однако есть ещё вклад в Р. в., связанный с наличием в приповерхностной области любого тела двойного электрич. слоя. Он возникает даже на идеально нравильной и чистой поверхности кристалла в результате того, что «центр тяжести» плотности электронов в приповерхностной кристаллич. ячейке не совпадает с плоскостью, в к-рой расположены ионы. При этом разность $\varphi_{вак} - \varphi_{об} = 4\pi P_s$, где P_s — дипольный момент двойного слоя, приходящийся на единицу площади поверхности ($P_s > 0$, если дипольный момент направлен наружу). Толщина двойного слоя в металлах и аналогичного двойного слоя в полупроводниках порядка межатомных расстояний. В полупроводниках вблизи поверхности помимо этого возникает ещё двойной слой в виде области пространственного заряда, толщина к-рой может достигать тысяч межатомных расстояний.

Р. в.— характеристика поверхности тела. Грани одного и того же кристалла, образованные разными кристаллографич. плоскостями или покрытые разными веществами, имеют разные величины P_s и потому разные Р. в. Потенциалы $\varphi_{вак}$ этих поверхностей разные (каждый из этих потенциалов определяется в точке, близкой к соответствующей поверхности), поэтому между поверхностями возникают контактная разность потенциалов и соответствующее эл.-статич. поле.

Р. в. может быть сильно изменена адсорбцией разл. атомов или молекул на поверхности (адсорбиров. частицы изменяют величину P_s) даже в том случае, когда объёмные свойства тела неизменны. Атомы металлов с малой энергией ионизации, напр. Cs, снижают Р. в.— в нек-рых полупроводниках до величин ~1 эВ (см., напр., табл.).

Если на поверхности полупроводника нет *поверхностных состояний* [напр., поверхности (110) GaAs и InP], то при изменении уровня Ферми $\mathscr{E}_F$ в объёме (при легировании полупроводника или изменении темп-ры) изменяется и Р. в.— в соответствии с ф-лой (1). Однако при большой плотности поверхностных состояний (как, напр., у Ge, Si) изменение $\mathscr{E}_F$ вызывает такое изменение $\varphi_{вак} = \varphi_{об}$, к-рое компенсирует изменение $\mathscr{E}_F$, так что Р. в. оказывается нечувствительной к изменениям $\mathscr{E}_F$ в объёме полупроводника.

Р. в. определяет величину и температурную зависимость тока *термоэлектронной эмиссии*. В зависимости от того, в каких условиях происходит эмиссия электронов — адиабатических или изотермических, с Р. в. совпадает изменение внутр. энергии или соответственно свободной энергии тела, связанное с испусканием одного электрона.

Мин. энергия, требуемая для эмиссии электрона при фотоэлектрич. эффекте, при вторичной электронной эмиссии, когда эмиссия происходит не в результате спонтанного теплового возбуждения за счёт внутр. энергии тела, а под действием внеш. источника (света, быстрого электрона), в общем случае отличается от Р. в., к-рую поэтому для определённости называют т е р м о э л е к т р о н н о й Р. в. В металлах и сильно легированных (вырожденных) полупроводниках, в к-рых верх. уровень заполненных электронами состояний совпадает с $\mathscr{E}_F$, фотоэлектрич. Р. в. совпадает с термоэлектронной Р. в. Но в сравнительно чистых полупроводниках верхний заполненный уровень совпадает с краем валентной зоны, к-рый во мн. случаях ниже $\mathscr{E}_F$, вследствие чего фотоэлектрич. Р. в. больше термоэлектронной Р. в.

Р. в. измеряют по температурной зависимости и по величине термоэмиссионного тока; в металлах и вырожденных полупроводниках — по красной границе внеш. фотоэффекта. Контактная разность потенциалов $U_к$ двух тел равна разности их Р. в.; измеряя $U_к$ между исследуемой поверхностью и эталонной, Р. в. к-рой известна, находят Р. в. первой.

Работа выхода (в эВ) некоторых поликристаллических металлов, полупроводников и отдельных граней монокристалла вольфрама

Li	2,38	Fe	4,31	Cu	4,40	Ge	4,76	Ni(Cs) 1,37
K	2,22	Cr	4,58	Ag	4,3	Si	4,8	W (110) 5,3
Cs	1,81	Co	4,41	Au	4,30	Ag_2O(Cs) 0,75		W (111) 4,4
Ni	4,50	Mn	3,83	W	4,54	Ta(Cs) 1,1		W (100) 4,6

Примечание. (Cs) обозначает покрытие цезием.

Лит.: Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, Справочник, 4 изд., К., 1981; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Ривьере Х., Работа выхода. Измерения и результаты, в сб.: Поверхностные свойства твердых тел, под ред. М. Грина, пер. с англ., М., 1972. *Ш. М. Коган.*

РАВНОВЕСИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ — состояние, при к-ром все точки механич. системы находятся в покое по отношению к рассматриваемой системе отсчёта. Если система отсчёта является инерциальной,

равновесие наз. абсолютным, в противном случае — относительным. Изучение условий Р. м. с.— одна из осв. задач статики. Условия Р. м. с. имеют вид равенств, связывающих действующие силы и параметры, определяющие положение системы; число этих условий равно числу степеней свободы системы. Условия относит. Р. м. с. составляются так же, как и условия абс. равновесия, если к действующим на точки системы силам прибавить соответствующие переносные силы инерции. Необходимые и достаточные условия равновесия свободного твёрдого тела состоят в равенстве нулю сумм проекций на три координатные оси $Oxyz$ и сумм моментов относительно этих осей всех приложенных к телу сил, т. е.

$$\sum F_{kx}=0,\quad \sum F_{ky}=0,\quad \sum F_{kz}=0;$$
$$\sum m_x F_k=0,\quad \sum m_y F_k=0,\ \sum m_z F_k=0. \qquad (1)$$

При выполнении условий (1) тело будет по отношению к данной системе отсчёта находиться в покое, если скорости всех его точек относительно этой системы в момент начала действия сил были равны нулю. В противном случае тело при выполнении условий (1) будет совершать т. н. движение по инерции, напр. двигаться поступательно, равномерно и прямолинейно, равномерно вращаться вокруг одной из своих гл. центр. осей инерции или совершать вокруг центра масс более сложное движение, в частности регулярную *прецессию*.

Если твёрдое тело не является свободным (см. *Связи механические*), то условия его равновесия дают те из равенств (1) (или их следствия), к-рые не содержат реакций наложенных связей; остальные равенства дают ур-ния для определения неизвестных реакций. Напр., для тела, имеющего неподвижную ось вращения Oz, условием равновесия будет $\Sigma m_z F_k=0$; остальные равенства (1) служат для определения реакций подшипников, закрепляющих ось. Если тело закреплено наложенными связями жёстко, то все равенства (1) дают ур-ния для определ. реакций связей. Такого рода задачи часто решаются в технике.

На основании *отвердевания принципа* равенства (1), не содержащие реакций внеш. связей, дают одновременно необходимые (но недостаточные) условия равновесия любой механич. системы, в частности деформируемого тела. Необходимые и достаточные условия равновесия любой механич. системы могут быть найдены с помощью *возможных перемещений принципа*. Для системы, имеющей s степеней свободы, эти условия состоят в равенстве нулю соответствующих обобщённых сил:

$$Q_1=0,\ Q_2=0,\ \ldots,\ Q_s=0. \qquad (2)$$

Из состояний равновесия, определяемых условиями (1) и (2), практически реализуются лишь те, к-рые являются устойчивыми (см. *Устойчивость равновесия*). Равновесия жидкостей и газов рассматриваются в *гидростатике* и *аэростатике*.

С. М. Targ.

РАВНОВЕ́СИЕ ПЛА́ЗМЫ в магнитном поле — состояние плазмы, в к-ром сила газокинетич. давления, действующая на любой элемент её объёма, уравновешивается силой Ампера; одно из необходимых условий магн. *удержания плазмы*. В случае скалярного (изотропного) давления плазмы $p(\boldsymbol{r})$ в пренебрежении силой тяжести условие равновесия имеет вид:

$$\nabla p=[\boldsymbol{jB}]=-\nabla(B^2/2\mu_0)+(\boldsymbol{B}\nabla)\boldsymbol{B}/\mu_0. \qquad (*)$$

Здесь $\boldsymbol{j}=\mathrm{rot}\boldsymbol{B}/\mu_0$ — плотность электрич. тока, $\boldsymbol{B}$ — магн. индукция, $\mathrm{div}\,\boldsymbol{B}=0$, μ_0 — *магнитная постоянная* (система единиц СИ). Ур-ние равновесия (*) накладывает существенное ограничение на форму возможной равновесной конфигурации плазмы, выражающееся требованием $\mathrm{rot}(\boldsymbol{B}\nabla)\boldsymbol{B}=0$. Напр., в чисто тороидальном магн. поле $B_\varphi\neq 0$ (т. е. при $j_\varphi=0$) невозможно равновесие, ограниченное вдоль оси z (оси симметрии), т. к. в этом случае и поле и давление постоянны вдоль оси z:

$$\mathrm{rot}\,(\boldsymbol{B}\nabla)\boldsymbol{B}=-\nabla\varphi\partial B_\varphi^2/r\partial z \text{ и } \partial p/\partial z=-\partial\left(B_\varphi^2/2\mu_0\right)/\partial z=0.$$

Конфигурации магн. поля, в к-рых возможно равновесие ограниченного объёма плазмы, образуют *магнитные ловушки*. Как следует из теоремы вириала,— интегрального выражения ур-ния равновесия (*),— равновесие ограниченного объёма плазмы невозможно за счёт только магн. поля, создаваемого током в самой плазме. Напр., хотя в кольце плазмы с током благодаря *пинч-эффекту* осуществляется равновесие по малому радиусу, равновесия по большому радиусу нет и под действием эл.-динамич. сил кольцо растягивается (даже и при наличии стягивающего внутр. тороидального магн. поля). Чтобы подобная кольцевая конфигурация с током и тороидальным магн. полем была в равновесии, необходимо либо внешнее поперечное к плоскости кольца магн. поле, либо внеш. плазма с давлением, превышающим давление плазмы в кольце. Такого рода магн. трубки наблюдаются в фотосфере Солнца. В последнем случае следует скорее говорить не о Р. п. в магн. поле, а о равновесии магн. поля в плазме.

Р. п., описываемое ур-нием (*), реализуется при условии, что оно устойчиво (см. *Удержание плазмы*).

Лит.: Шафранов В. Д., Равновесие плазмы в магнитном поле, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 2, М., 1963, с. 92; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979, гл. 2, § 9; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1988, гл. 1, § 3. *В. Д. Шафранов.*

РАВНОВЕ́СИЕ СТАТИСТИ́ЧЕСКОЕ — состояние замкнутой статистич. системы, в к-ром ср. значения всех физ. величин и параметров, его характеризующих (напр., темп-ры и давления), не зависят от времени. Р. с.— одно из осн. понятий *статистической физики*, играющее такую же важную роль, как *равновесие термодинамическое* в *термодинамике*. Р. с. не является обычным равновесием в механич. смысле, т. к. в системе постоянно возникают малые флуктуации физ. величин около их ср. значений; равновесие является подвижным, или динамическим. В статистич. физике Р. с. описывают с помощью разл. *Гиббса распределений* (микроканоничч., канонич. и большого канонич. распределении) в зависимости от типа контакта системы с окружающей средой (термостатом), запрещающего или разрешающего обмен с ней энергией или частицами. Статистич. физика позволяет описать также флуктуации в состоянии Р. с.

В теории неравновесных процессов важную роль играет понятие и е п о л н о г о Р. с. (квазиравновесного состояния), при к-ром параметры системы зависят от времени (эта зависимость может быть слабой). Применяется также понятие л о к а л ь н о г о Р. с., при к-ром темп-ра и хим. потенциал в малом элементе объёма (содержащем большое число частиц и движущемся с гидродинамич. скоростью) зависят от времени и пространственных координат (см. *Локальное термодинамическое равновесие*). Это понятие служит основой для гидродинамич. описания неравновесных состояний.

Д. Н. Зубарев.

РАВНОВЕ́СИЕ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ — состояние термодинамич. системы, в к-рое она самопроизвольно приходит через достаточно большой промежуток времени в условиях изоляции от окружающей среды. При Р. т. в системе прекращаются все *необратимые процессы*, связанные с диссипацией энергии: теплопроводность, диффузия, хим. реакции и др. В состоянии Р. т. параметры системы не меняются со временем (строго говоря, те из параметров, к-рые не фиксируют заданные условия существования системы, могут испытывать флуктуации — малые колебания около своих ср. значений). Изоляция системы не исключает определ.

типа контактов со средой (напр., теплового контакта с термостатом, обмена с ним веществом). Изоляция осуществляется обычно при помощи неподвижных стенок, непроницаемых для вещества (возможны также случаи подвижных стенок и полупроницаемых перегородок). Если стенки не проводят теплоты (как, напр., в сосуде Дьюара), то изоляция наз. адиабатической. При теплопроводящих (диатермических) стенках между системой и внеш. средой, пока не установилось Р. т., возможен теплообмен. При полупроницаемых для вещества стенках Р. т. наступает, когда в результате обмена веществом между системой и внеш. средой выравниваются хим. потенциалы среды и системы. Переход системы в Р. т. наз. релаксацией.

Одно из условий Р. т.— механич. равновесие, при к-ром невозможны никакие макроскопич. движения частей системы, но поступат. движение и вращение системы как целого допустимы. В отсутствие внеш. полей и вращения системы условием её механического равновесия является постоянство давления во всём объёме системы. Др. необходимые условия Р. т.— постоянство темп-ры и хим. потенциала в объёме системы, они определяют термическое и химическое равновесие системы.

Достаточные условия Р. т. (условия устойчивости) могут быть получены из *второго начала термодинамики*; к ним, напр., относятся: возрастание давления при уменьшении объёма (при пост. темп-ре) и положит. значение теплоёмкости при пост. давлении. В общем случае система находится в Р. т. тогда, когда термодинамич. потенциал системы, соответствующий независимым в данных условиях переменным, минимален (см. *Потенциалы термодинамические*), а *энтропия* — максимальна.

Лит.: Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.— Л., 1952; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Мюнстер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971.

Д. Н. Зубарев.

РАВНОВЕСИЯ СОСТОЯНИЕ динамической системы — состояние *динамической системы*, к-рое не изменяется во времени. Р. с. может быть устойчивым, неустойчивым и безразлично-устойчивым. Движение системы вблизи равновесия (при малом от него отклонении) существенно различается в зависимости от характера (типа) Р. с. В случае систем с одной степенью свободы, если Р. с. устойчиво, то при малом возмущении (отклонении) система возвращается к нему, совершая затухающие колебания (на фазовой плоскости такому движению соответствует устойчивый фокус — рис. 1, *а*) или двигаясь апериодически (устойчивый узел — рис. 2, *а*). Вблизи неустойчивого Р. с. малые отклонения системы нарастают, при этом система совершает колебания (неустойчивый фокус — рис. 1, *б*) или движется апериодически (неустойчивый узел — рис. 2, *б*); вблизи седлового Р. с. (рис. 3) возможно вначале приближение к Р. с., а затем уход от него. Наконец, в случае безразлично-устойчивого Р. с. («центр», рис. 4) малые отклонения приводят к незатухающим колебаниям вблизи Р. с. Для систем с неск. степенями свободы движение системы вблизи Р. с. может быть более сложным и существенно зависит от характера начального отклонения.

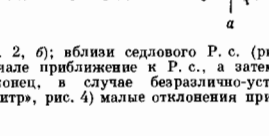


Рис. 1. Поведение траекторий в окрестности устойчивого (*а*) и неустойчивого (*б*) фокусов; здесь $n=2$, $\lambda_{1,2}=\alpha\pm i\omega$; $\alpha<0$ (*а*) и $\alpha>0$ (*б*).

Рис. 2. Траектории в окрестности устойчивого (*а*) и неустойчивого (*б*) узлов; $\lambda_2<\lambda_1<0$ (*а*), $0<\lambda_1<\lambda_2$ (*б*).

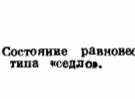


Рис. 3. Состояние равновесия типа «седло».

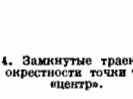


Рис. 4. Замкнутые траектории в окрестности точки типа «центр».

Движение динамич. системы вблизи Р. с. чаще всего описывается линеаризов. ур-ниями, имеющими решение в виде сумм экспонент $a_i\exp(\lambda_i t)$ с комплексными (в общем случае) характеристич. показателями λ_i — корнями характеристич. ур-ния:

$$\det(A-\lambda E)=0,$$

где $A=\partial X_i(x_*)/\partial x_j$, а X_i — правая часть дифференц. ур-ний, описывающих исследуемую систему:

$$dx_i/dt=X_i;$$

x_* — решение, отвечающее равновесию, $X(x_*)=0$. Если $\mathrm{Re}\lambda_k<0$ ($\mathrm{Re}\lambda_k>0$), то Р. с. асимптотически устойчиво (неустойчиво) и через все точки в окрестности x_* проходят траектории, стремящиеся к x_* при $t\to\infty$ ($t\to-\infty$),— рис. 1.

Если $\mathrm{Re}\lambda_k<0$, $k=1,\ldots,\ m$, $\mathrm{Re}\lambda_j>0$, $j=m+1,\ \ldots,\ n$, то Р. с.— «седло»; траектории, стремящиеся к нему при $t\to\infty$ ($t\to-\infty$), лежат на устойчивом (неустойчивом) многообразии — многомерной сепаратрисе размерности m ($n-m$) — рис. 5.

Рис. 5. «Седло» в трёхмерном фазовом пространстве; $\lambda_2<\lambda_1<0$, $\lambda_3>0$; W^s — двумерное устойчивое, W^u — одномерное неустойчивое многообразия.

В консервативных (в частности, гамильтоновых) динамич. системах устойчивыми (по Ляпунову) могут быть лишь Р. с. с чисто мнимыми или нулевыми λ_k. Напр., незатухающие колебания шарика в «потенциальной яме» (рис. 4) описываются движением точки по замкнутой траектории в окрестности Р. с. типа «центр», для к-рого $\lambda_{1,2}=\pm i\omega$.

Если динамич. система зависит от параметра, то (даже и в неконсервативном случае) при его изменении $\mathrm{Re}\lambda_k$ может обратиться в нуль, и тогда Р. с. может претерпевать *бифуркации*, связанные с потерей (приобретением) устойчивости или с изменением размерности его сепаратрис (см. также *Устойчивость движения*).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Баутин Н. Н., Леонтович Е. А., Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, М.,

1976; Арнольд В. И., Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1978.
В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

РАВНОВЕ́СНАЯ КОНФИГУРА́ЦИЯ молекулы — расположение атомов в молекуле, соответствующее минимуму *потенциальной поверхности*. Понятие Р. к. имеет смысл только в *адиабатическом приближении*, при к-ром разделяются электронные и ядерные движения. При строгом рассмотрении говорить о Р. к. молекул не имеет смысла, т. е. понятие Р. к. является приближённым.

Р. к. относительно устойчива, каждая Р. к. характеризуется определ. внутр. энергией молекулы, переход из одной Р. к. в другую осуществляется при *квантовых переходах*. В случае двухатомной молекулы Р. к. характеризуется равновесным межатомным расстоянием (равновесной длиной связи). В разл. электронных состояниях молекула может иметь разл. Р. к. Так, молекулы с линейной Р. к. в осн. электронном состоянии (напр., C_2H_2) в нек-рых возбуждённых состояниях имеют нелинейную Р. к.; пирамидальная в осн. состоянии (группа симметрии C_{3v}) молекула NH_3 в возбуждённом электронном состоянии $3d^2E'$ имеет плоскую Р. к. (группа симметрии D_{3h}).

В данном состоянии многоатомная молекула может иметь одну или неск. Р. к. При наличии неск. эквивалентных (т. е. получаемых друг из друга при операциях симметрии) Р. к. возможно туннелирование между ними, приводящее к туннельному расщеплению уровней энергии молекулы. Напр., туннелирование между двумя Р. к. молекулы NH_3 приводит к инверсионному расщеплению уровней энергии, величина к-рого составляет ок. 24 ГГц в осн. колебат. состоянии и ок. 35 $см^{-1}$ в первом возбуждённом колебат. состоянии. Неэквивалентные Р. к. наз. конформерами или *конформациями молекул*.

Р. к. определяются совокупностью равновесных координат атомных ядер или длин связей и валентных углов, к-рые наз. структурными параметрами молекулы. Для небольших молекул незмпирич. методы *квантовой химии*, учитывающие электронную корреляцию, позволяют с достаточной точностью (~ 0,0005 нм и ~ 0,5°) определять структурные параметры. Экспериментально структурные параметры можно определить методами *электронографии* и спектроскопии высокого разрешения (в частности, *микроволновой спектроскопии*). Однако из эксперимента определяются эфф. значения структурных параметров, к-рые отличаются от равновесных на (0,005—0,0001) нм. При точности измерений частот вращат. переходов 1—100 кГц такие расхождения на 3—5 порядков выходят за пределы погрешностей измерений. Кроме того, из простых спектральных измерений можно определить не более трёх вращат. постоянных, тогда как молекула может характеризоваться значительно большим числом структурных параметров. Процедура эксперим. определения всех параметров Р. к. молекулы очень сложна и проделана ещё только для нек-рых 3- и 4-атомных молекул. Структурные параметры, определяемые из эксперимента, несут информацию об адиабатич., неадпабатич., релятивистских и др. поправках. эксперим. значения используют в квантовомеханич. расчётах.

Лит. см. при ст. *Молекула, Молекулярные спектры.*
М. Р. Алиев.

РАВНОВЕ́СНАЯ ОРБИ́ТА в резонансном *циклическом ускорителе* — орбита, на к-рой период обращения частицы совпадает с периодом ускоряющего напряжения либо кратен ему; в бетатроне — орбита постоянного радиуса, на к-рой выполняется бетатронное условие (см. *Бетатрон*).

РАВНОВЕ́СНАЯ ПЛА́ЗМА — плазма, находящаяся в состоянии *равновесия термодинамического*. На опыте реализуется локальное равновесие, когда состояние плазмы определяется локальным значением давления и темп-ры. Подробнее см. в ст. *Термодинамика плазмы*.

РАВНОВЕ́СНАЯ ФА́ЗА — значение фазы φ_0 ускоряющего ВЧ-напряжения (с амплитудой U_0) в *резонансных ускорителях*, при к-рой частицы, приседшие в ускоряющий зазор, приобретают такую энергию $U_0\cos\varphi_0$, что двигаются в резонансе с ускоряющим полем. Это означает, что в *циклических ускорителях* частицы на следующем обороте возвращаются к ускоряющему зазору при том же значении фазы, а в *линейных ускорителях* приходят при той же фазе в следующий ускоряющий промежуток. Одно из двух значений Р. ф. является устойчивым, а другое — неустойчивым (см. *Автофазировка*). В циклич. ускорителях на релятивистские энергии устойчивое и неустойчивое значения фазы в процессе ускорения могут меняться местами (при критич. энергии). Частицы, приходящие в ускоряющий зазор при устойчивой Р. ф., наз. *равновесными частицами*.
Л. Л. Гольдин.

РАВНОВЕ́СНАЯ ЧАСТИ́ЦА — частица, скорость к-рой постоянно совпадает с фазовой скоростью ускоряющей волны. В резонансном режиме ускорения частицы получают энергию от переменного электрич. поля, сосредоточенного обычно в отд. дискретно расположенных местах орбиты (в *циклических ускорителях*) или ускоряющего канала (в *линейных ускорителях*). Пролетая ускоряющий промежуток, частица приобретает энергию $eU\cos\varphi$, где e — заряд частицы, U — ускоряющее напряжение, φ — фаза переменного поля в момент пролёта частицей электрич. середины ускоряющего промежутка. Существует только одно значение фазы $\varphi_р$, к-рое может оставаться всё время постоянным (или медленно меняться по заранее заданному закону). Это значение фазы наз. равновесной фазой. Частица, к-рая каждый ускоряющий промежуток проходит в равновесной фазе, является Р. ч. Орбита, по к-рой в циклич. ускорителе вращается Р. ч., наз. равновесной. Текущее значение энергии Р. ч. в циклич. ускорителях точно соответствует значению магн. поля на равновесной орбите.
Б. П. Мурин.

РАВНОВЕ́СНОЕ СОСТОЯ́НИЕ — состояние, в к-рое приходит термодинамич. система при постоянных внеш. условиях. Р. с. характеризуется постоянством во времени термодинамич. параметров и отсутствием в системе потоков вещества и энергии (см. в ст. *Равновесие термодинамическое*).

РАВНОВЕ́СНЫЙ ПРОЦЕ́СС (квазистатический процесс) в *термодинамике* — процесс перехода термодинамич. системы из одного равновесного состояния в другое, столь медленный, что все промежуточные состояния можно рассматривать как равновесные, т. е. характеризующиеся очень медленным (в пределе — бесконечно медленным) изменением термодинамич. параметров состояния. Р. п.— одно из осн. понятий термодинамики равновесных процессов. Всякий Р. п. является *обратимым процессом*, и наоборот, любой обратимый процесс является равновесным.

РАВНОДЕ́ЙСТВУЮЩАЯ системы сил — сила, эквивалентная данной системе сил и равная их геом. сумме: $\boldsymbol{R} = \Sigma \boldsymbol{F}_k$. Система сил, приложенных в одной точке, всегда имеет Р., если $\boldsymbol{R} \neq 0$. Любая др. система сил, приложенных к телу, если $\boldsymbol{R} \neq 0$, имеет Р., когда гл. *момент силы* этой системы или равен нулю, или перпендикулярен $\boldsymbol{R}$. В этом случае замена системы сил их Р. допустима лишь тогда, когда тело можно рассматривать как абсолютно твёрдое, и недопустима, напр., при определении внутр. усилий или решении др. задач, требующих учёта деформации тела.

РАВНОМЕ́РНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ точки — движение, при к-ром численная величина скорости v точки постоянна. Закон Р. д. точки даётся равенством $s = s_0 + vt$, где s — измеренное вдоль дуги траектории расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчёта, t — время, s_0 — значение s в нач. момент времени $t = 0$. Произведение vt определяет путь, пройденный точкой за время t. При поступат. Р. д. твёрдо-

го тела всё сказанное относится к каждой точке тела; при равномерном вращении вокруг неподвижной оси угл. скорость ω тела постоянна, а закон вращения даётся равенством $\varphi = \varphi_0 + \omega t$, где φ — угол поворота тела, φ_0 — значение φ при $t = 0$.

РАВНОПЕРЕМЕ́ННОЕ ДВИЖЕ́НИЕ точки — движение, при к-ром касат. ускорение ω_τ точки (в случае прямолинейного движения полное ускорение w) постоянно. Закон Р. д. точки и закон изменения её скорости v при этом движении даются равенствами:

$$s = s_0 + v_0 t + w_\tau t^2/2,\quad v = v_0 + w_\tau t,$$

где s — измеренное вдоль дуги траектории расстояние точки от выбранного на траектории начала отсчёта, t — время, s_0 — значение s в нач. момент времени $t = 0$. v_0 — нач. скорость точки. Когда знаки v и w одинаковы, Р. д. является ускоренным, а когда разные — замедленным.

При поступат. Р. д. твёрдого тела всё сказанное относится к каждой точке тела; при равномерном вращении вокруг неподвижной оси угл. ускорение ε тела постоянно, а закон вращения и закон изменения угл. скорости ω тела даются равенствами

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \varepsilon t^2/2,\quad \omega = \omega_0 + \varepsilon t,$$

где φ — угол поворота тела, φ_0 — значение φ в нач. момент времени $t = 0$, ω_0 — нач. угл. скорость тела. Когда знаки ω и ε совпадают, вращение является ускоренным, а когда не совпадают — замедленным.

С. М. Тарг.

РАВНОРАСПРЕДЕЛЁНИЯ ЗАКО́Н — утверждение, согласно к-рому в классич. равновесной статистич. системе ср. кинетич. энергия, приходящаяся на каждую трансляционную, вращательную и колебательную *степени свободы*, равна $\theta/2$ ($\theta = kT$), ср. потенц. энергия, приходящаяся на каждое гармонич. колебание в системе,— тоже $\theta/2$. Т. о., на каждую колебат. степень свободы в ср. приходится энергия θ — в 2 раза больше, чем на каждую трансляц. и вращат. степени свободы. Р. з. является прямым следствием статистич. *вириала теоремы*:

$$\overline{p_k \frac{\partial H}{\partial p_k}} = \overline{x_k \frac{\partial H}{\partial x_k}} = \theta$$

(чертой сверху обозначено усреднение с помощью классич. *канонического распределения Гиббса*) и того, что *Гамильтона функция* системы H представляет квадратич. форму по обобщённым импульсам p_k для любого типа движения в нерелятивистской системе и квадратич. форму по обобщённым координатам x_k для каждого происходящего в ней гармонич. колебания.

Р. з. ограничен областью применимости классич. приближения: условие невырожденности газа $\theta \gg \theta_{\text{вырр}} = \hbar^2/2m(N/V)^{2/3}$ (см. *Больцмана распределение*), где V — объём системы, содержащий N молекул массой m, обеспечивает применимость Р. з. по отношению к трансляц. движению, условия $\theta \gg \theta_{\text{вращ}} = \hbar^2/I$ и $\theta \gg \theta_{\text{колеб}} = \hbar\omega_0$ — по отношению к вращению молекул газа и колебат. движениям в них (I — момент инерции, ω_0 — частота собств. колебаний). Численные значения этих характерных темп-р заметно отличаются друг от друга по порядкам величин. Напр., для молекул, входящих в состав воздуха, $\theta_{\text{выр}}/k \approx (10^{-3} \div 10^{-2})$ К, $\theta_{\text{вращ}}/k \approx (1 \div 10)$ К, $\theta_{\text{колеб}}/k \approx 10^3$К, и поэтому при комнатной темп-ре ($T \approx 300$ К) трансляц. и вращат. движения невырождены и подчиняются Р. з., тогда как колебания как бы выключены («заморожены») и практически не дают своего вклада в термодинамич. характеристики системы. Р. з. аффективно применим в случаях, когда система может быть аппроксимирована идеальной (т. е. учёт взаимодействия частиц даёт малые поправки к равновесным термодинамич. характеристикам газа), а, кроме того, внутр. движения в молекулах (напр., вращения и колебания) независимы друг от друга и от поступат. перемещений (трансляций) молекул.

Для расчёта внутр. энергии $\mathscr{E}$ и теплоёмкости при пост. объёме $C_V = \partial\mathscr{E}/\partial T$ газа, состоящего из n-атомных молекул (общее число молекул $= N$), следует подсчитать число независимых степеней свободы, приходящихся на одну молекулу: 3 трансляционные, 3 вращательные, $3n - 6$ колебательных (в линейных молекулах 2 вращательные и $3n - 5$ колебательных), и воспользоваться Р. з. Тогда $\mathscr{E} = N \cdot 3(n-1)\theta$ [для газа из линейных молекул $\mathscr{E} = N \cdot 3(n - {}^5/_6)\theta$]. Для простых твёрдых тел, рассматриваемых в гармонич. приближении (см. *Динамика кристаллической решётки*), из Р. з. при темп-рах выше *Дебая температуры* следует *Дюлонга и Пти закон* $\mathscr{E} = N \cdot 3\theta$ или для молярной теплоёмкости кристалла, $C_{\text{мол}} = 3R$ (R — универсальная *газовая постоянная*). Для равновесного излучения Р. з. приводит к *Рэлея — Джинса закону излучения*, справедливому в области низких частот $\omega \ll \theta/\hbar$.

Лит.: Кваснико́в И. А., Термодинамика и статистическая физика, М., 1991. *И. А. Квасников.*

РАД (rad, сокр. от англ. radiation absorbed dose — поглощённая доза излучения) — внесистемная единица поглощённой *дозы* излучения; соответствует энергии излучения 100 эрг, поглощённой веществом массой 1 г. 1 рад = 100 эрг/г = 0,01 *грэй* = 2,388·10^{-6} кал/г.

РАДИА́ЛЬНО-ФА́ЗОВЫЕ КОЛЕБА́НИЯ в ускорителях — совокупность взаимосвязанных колебаний фаз, радиусов орбит и энергий заряж. частиц вблизи их равновесных значений. Для практич. реализации режима резонансного ускорения в *циклическом ускорителе* нужно, чтобы достаточно большое кол-во неравновесных частиц не выходило из этого режима, несмотря на то, что для них возникают отклонения от точного синхронизма. Резонансный режим ускорения осуществляется благодаря эффекту *автофазировки*, заключающемуся в том, что переменное ускоряющее поле с периодом T обладает свойством заставлять частицу двигаться по орбите с периодом, в ср. равным или кратным T. Предположим для определённости, что с ростом энергии угл. частота обращения частицы в данном магн. поле убывает, а *равновесная фаза* частицы расположена на спаде гребня синусоиды напряжения. Если по к.-л. обстоятельствам частица по фазе опережает *равновесную частицу*, то она будет получать меньше энергии. Период её обращения T уменьшится, частица будет отставать по фазе, опережение будет уменьшаться. Аналогично, если частица отстаёт по фазе, то она будет получать больше энергии, период обращения возрастёт и отставание будет ликвидировано. Т. о., фаза частицы колеблется около равновесной фазы, а радиус её орбиты то превышает радиус орбиты равновесной частицы, то, наоборот, становится меньше; такое связанное колебание фазы и радиуса и наз. Р.-ф. к.

Р.-ф. к. могут быть свободными и вынужденными. Свободные Р.-ф. к. обусловлены нач. разбросом фаз и энергий частиц и описываются однородным дифференц. ур-нием. Вынужденные Р.-ф.к. обусловлены возмущениями величины ведущего магн. поля, частоты и амплитуды ускоряющего напряжения и описываются неоднородным дифференц. ур-нием.

Лит. см. при ст. *Циклический ускоритель. Б. П. Мурин.*

РАДИА́Н (от лат. radius — луч, радиус) (рад, rad) — единица плоского угла; 1 рад равен углу между двумя радиусами окружности, длина дуги между к-рыми равна радиусу. 1 рад = 57°17′44,8″ ≈ 3,44·10^3 угл. минут ≈ 2,06·10^5 угл. секунд.

РАДИАЦИО́ННАЯ БИОЛО́ГИЯ — наука о действии *ионизирующих излучений* на биол. объекты. Поражающее действие ионизирующих излучений обусловлено ионизацией *макромолекул* нуклеиновых кислот, белков и др. Различают два пути воздействия: прямой, при к-ром энергия излучения поглощается непосредственно в самих макромолекулах, и косвенный, при к-ром

энергия поглощается водой и низкомолекулярными соединениями, содержащимися в объекте, а повреждение макромолекулам наносится свободными радикалами — продуктами радиолиза. При поглощённой *дозе* всего лишь в 0,01 Гр (1 рад) в каждой клетке осуществляются сотни тысяч актов ионизаций в клеточных структурах [ядре, цитоплазме, мембранах (см. *Биофизика*)], что приводит к множеств. нарушениям жизнедеятельности клетки. Однако большинство нарушений преходящи и не вызывают гибели клетки.

В животном организме клетки одних тканей (кроветворные, половых органов, слизистой кишечника) активно делятся, воспроизводя себе подобные; клетки других тканей (почек, печени, сердца, мышц, нейроны и др.) делятся редко или вообще не делятся. Соответственно различают два вида гибели клеток — р е п р о д у к т и в н у ю и и н т е р ф а з н у ю. Репродуктивная гибель состоит в нарушении способности делящихся клеток к неограниченному воспроизводству: после 1—2 делений дефектные потомки клеток отмирают. При интерфазной гибели вскоре после облучения гибнут сами облучённые клетки. Для всех делящихся и большинства неделящихся клеток интерфазная гибель наступает лишь при дозах и сотни Гр. Исключение составляют лимфоциты и половые клетки на нек-рых стадиях их развития; они гибнут интерфазно уже при дозах в неск. десятков Гр.

Причины и закономерности репродуктивной и интерфазной гибели различны. Наиб. изучена репродуктивная гибель. Она наступает в результате повреждения молекулы ДНК, завершающегося разрывом одной или обеих её нитей, что препятствует дальнейшему воспроизводству нормальных клеток. Зависимость доли клеток, сохранивших репродуктивную способность после облучения в дозе D, имеет вид

$$N(D)/N(0) = \exp(-SD) = \exp(-D/D_0).$$

Здесь $N(0)$ и $N(D)$ — число клеток до и после облучения; величина $S = 1/D_0$ характеризует р а д и о ч у в с т в и т е л ь н о с т ь клеток, D_0 — доза, снижающая число выживших клеток в e раз. Для большинства делящихся клеток $D_0 = (1{,}2 \div 2{,}0)$ Гр. Часто экспоненциальному участку дозовой кривой предшествует участок кривой с меньшим наклоном (рис. 1).

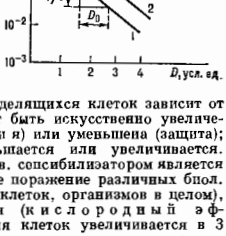


Рис. 1. Зависимость репродуктивной гибели клеток от дозы D; по оси ординат — доля клеток, сохранивших репродуктивную способность; *1*, *2* — разные формы дозовых кривых.

Радиочувствительность делящихся клеток зависит от многих факторов и может быть искусственно увеличена (с е н с и б и л и з а ц и я) или уменьшена (защита); соответственно D_0 уменьшается или увеличивается. Наиб. эффективным сстесть. сенсибилизатором является кислород: в его отсутствие поражение различных биол. объектов (макромолекул, клеток, организмов в целом), как правило, ослабляется (к и с л о р о д н ы й э ф ф е к т). При этом D_0 для клеток увеличивается в 3 раза. С ростом линейной плотности ионизации радиочувствительность клеток и тканей возрастает.

Повреждение ДНК, обусловливающее репродуктивную гибель клетки, не является для неё фатальным благодаря существованию мощных систем восстановления (р е п а р а ц и я). Часть возникающих в результате ионизации первичных повреждений репарируется хим. восстановителями, присутствующими в клетке. Осн. восстановителем является аминокислота глутатион. Она конкурирует с внутриклеточным кислородом, фиксирующим первичные повреждения, и препятствует их восстановлению. Повреждения, сохраняющиеся после этого физ.-хим. этапа репарации, эффективно устраняются ферментными системами, специфически репарирующими разл. виды генетич. повреждений. Конечный поражающий эффект облучения обусловлен неотрепарированной частью первичных повреждений ДНК. Доля их в обычных условиях невелика (доли %), что и обусловливает относит. устойчивость живых клеток к действию ионизирующих излучений. С этим же связана возможность увеличить радиочувствительность, искусственно подавляя способность делящихся клеток к репарации, либо снизить их радиочувствительность, создавая условия для лучшей репарации потенц. повреждений ДНК.

Механизм интерфазной гибели клеток изучен слабее, меясна и причина резкого отличия в радиочувствительности лимфоцитов от др. видов клеток. В отличие от репродуктивной гибели, изменения, ведущие к интерфазной гибели, наблюдаются во всех клетках и с дозой облучения меняется не доля погибших клеток, а ср. время гибели всей популяции (рис. 2). Причина различий, по-видимому, в том, что интерфазная гибель обусловлена повреждением не уникальной структуры клетки (ДНК), а мембран и др. множественных её структур.

Рис. 2. Зависимость интерфазной гибели лимфоцитов от дозы; по оси ординат — время гибели половины облучённых клеток ($T_{1/2}$).

Радиац. гибель целостного организма млекопитающих обусловлена опустошением популяций делящихся клеток и тканей т. н. к р и т и ч е с к и х о р г а н о в, необходимых для жизнедеятельности. Такими органами являются кроветворные и пищеварительные. В кроветворных органах (костный мозг, селезёнка) и тонком кишечнике есть активно делящиеся клетки, являющиеся родоначальниками (с т в о л о в ы м и) для всех функционирующих клеток крови и клеток тонкого кишечника, ответственных за всасывание питательных веществ. Репродуктивная гибель стволовых клеток, снижающая их численность ниже совместимого с жизнью критич. уровня, приводит к гибели организма.

На рис. 3 приведена д о з о в а я к р и в а я выживаемости млекопитающих при γ-облучении всего организма. Доза летальности 50% особей в популяции ($ЛД_{50}$) различна для млекопитающих разных видов, но форма дозовой кривой и причины гибели одинаковы. При дозах порядка $ЛД_{50}$ критической для организма является система кроветворения, при бо́льших дозах — слизистая оболочка тонкого кишечника. В первом случае часть животных гибнет через 10—14 дней, во втором — через 4—7 дней после облучения. При $D > 1$ Гр вплоть до абс. летальной дозы у выживших особей наблюдается л у ч е в а я б о л е з н ь разной тяжести.

Рис. 3. Дозовая кривая гибели млекопитающих.

Существует ряд мер профилактич. защиты организма от облучения. Наиб. эффективны два класса хим. защитных веществ (радиопротекторов) при введении их за 10—15 мин до облучения. Это соединения, содержащие серу,— тиолы и индолилалкиламины. Первые, подобно внутриклеточному глутатиону, способствуют физ.-хим. репарации первичных повреждений, конкурируя с кислородом и, по-видимому, способствуя ферментативной репарации. Вторые сужают сосуды и тем самым также ослабляют поражающее действие кислорода в облучённых клетках критич. органов.

В нек-рых случаях необходимо увеличить радиочувствительность клеток, напр. при радиотерапии опухолей. Сенсибилизаторами могут служить т. н. электронакцепторные соединения, роль к-рых аналогична действию кислорода, но они лучше проникают в глубь опухоли.

Помимо повреждений, проявляющихся вскоре после облучения в больших дозах, ионизирующее излучение вызывает отдалённые последствия (в осн. канцерогенез и генетич. нарушения), к-рые могут возникнуть при любых дозах и характере облучения (разовом, хронич., локальном). Вероятность возникновения отдалённых последствий возрастает с дозой, но экспериментально она определена лишь при достаточно больших дозах. Достоверному определению её при малых дозах препятствуют отсутствие достаточного статистич. материала и адекватных контрольных групп животных, а главное, огромный фон аналогичных заболеваний у человека, вызванных иными канцерогенными и мутагенными факторами окружающей среды. Поэтому при нормировании допустимых доз облучения (см. *Нормы радиационной безопасности*) вероятность отдалённых последствий рассчитывают, используя линейную экстраполяцию эффекта больших доз в область малых и при допущениях о тождественности возникающих повреждений и возможности переноса данных с животных на человека.

Среди патологич. изменений, вызываемых облучением в живых организмах, встречаются такие, к-рые являются полезными для человека. Напр., под действием определ. доз облучения в нек-рых случаях растениях наблюдается т. н. стимуляционный эффект (более раннее созревание, увеличение зелёной массы, накопление полезных продуктов обмена веществ и т. п.). Практич. значение имеет облучение с целью выведения полезных мутантов растений, бактерий (напр., вырабатывающих пенициллин) и др. Поражающее действие используется в радиотерапии злокачеств. опухолей, а также для стерилизации лекарств, препаратов и перевязочных материалов, дезинсекции зерна, предотвращения прорастания картофеля и др. В научных исследованиях биол. действие радиации применяется для определения размеров макромолекул, вирусов и бактерий, изучения топографии радиочувствит. структур в клетке, исследования процессов миграции энергии в белках и нуклеиновых кислотах, выяснения роли отд. клеточных образований в эмбриогенезе и др.

Развитие Р. б. привело к появлению самостоятельных её направлений: радиационной генетики, радиационной микробиологии, радиоэкологии, космич. Р. б. и др.

Лит.: Ли и Д. Э., Действие радиации на живые клетки, пер. с англ., М., 1963; Эйдус Л. Х., Физико-химические основы радиобиологических процессов и защиты от излучений, 2 изд., М., 1979; Ярмоненко С. П., Радиобиология человека и животных, 3 изд., М., 1988; Коггл Дж., Биологические эффекты радиации, пер. с англ., М., 1986. *Л. Х. Эйдус.*

РАДИАЦИОННАЯ ЕДИНИЦА ДЛИНЫ (каскадная, ливневая, t-единица) — расстояние x_0, на к-ром интенсивность гамма-излучения и потока электронов высокой энергии ослабляется в e раз. Первоначально введена для описания взаимодействия *космических лучей* с веществом:

$$x_0^{-1} = 4\alpha r_0^2 \sum_i n_i Z_i (Z_i + 1) \ln\left(183 Z_i^{-1/3}\right) \text{ [см}^{-1}\text{]}.$$

Здесь n_i — число атомов сорта i в 1 см³, Z_i — заряд ядра, r_0 — радиус электрона, $\alpha = 1/137$ (x_0 выражено в см). С помощью Р. е. д. мн. сложные процессы — *тормозное излучение*, образование пар, кулоновское многократное рассеяние — записываются в простой форме. Напр., тормозное излучение электронов в поле ядер не зависит от энергии ε электрона:

$$\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right) = \frac{1}{x_0},$$

т. е. $\varepsilon = \varepsilon_0 \exp(-x/x_0)$ и при $x = x_0$ энергии электрона ε убывает в e раз (см. *Радиационные потери*). Это означает, что проникающая способность электронов, а следовательно, интенсивность тормозного излучения, не возрастают с увеличением их энергии.

Вероятность образования пар (e^+e^-) γ-квантами при $\varepsilon > 137mc^2Z^{-1/3}$ (m — масса электрона) также не зависит от энергии γ-кванта и на длине x_0 равна $^7/_9$. При $\varepsilon < 2mc^2$ образование пар прекращается и идёт процесс комптоновского рассеяния (см. в ст. *Комптона эффект*, *Гамма-излучение*).

Многократное кулоновское рассеяние приводит к искривлению траектории заряж. частиц тем больше, чем меньше x_0 (см. *Пузырьковая камера*, *Ядерная фотографическая эмульсия*).

В справочниках обычно приводятся Р. е. д. в г/см², т. е. в виде, не зависящем от состояния вещества. Определение Р. е. д. в см для определ. агрегатного состояния вещества (при разл. термодинамич. условиях) производится делением этой величины на плотность. В табл. даны примеры определения x_0 для разных состояний нек-рых веществ, используемых в экспериментах.

	x_0, г/см²	ρ, г/см³	x_0, см	Агрегатное состояние
H_2	62,8	0,06	1047	жидкое
C_6H_6	44,6	0,43	104	жидкое
Pb	6,37	11,34	0,57	твёрдое
Fe	13,84	7,8	1,78	твёрдое
Воздух	37,...	$1{,}29\times10^{-3}$	28680	газ при 1 атм

Лит.: Росси Б., Грейзен К., Взаимодействие космических лучей с веществом, пер. с англ., М., 1948; Основные формулы физики, под ред. Д. Мензела, пер. с англ., М., 1957; Мурзин В. С., Введение в физику космических лучей, 3 изд., М., 1988. *М. И. Соловьёв.*

РАДИАЦИОННАЯ ЗАЩИТА — 1) методы ослабления воздействия ионизирующих излучений до допустимого уровня. 2) Комплекс сооружений, снижающий интенсивность излучения источника. Осн. задача Р. з.— обеспечение безопасности как персонала, работающего в полях *ионизирующих излучений*, так и людей, непроизвольно подвергающихся облучению, за счёт снижения индивидуальных эквивалентных доз ниже предельно допустимых уровней (см. *Нормы радиационной безопасности*). Проблема Р. з. возникла с открытием рентг. излучения и радиоактивности и до кон. 30-х гг. 20 в. развивалась в связи с задачами обеспечения радиац. безопасности персонала медицинских учреждений, применяющего герметичные точечные источники излучений в терапевтич. целях. Внесследствии в ходе работ по созданию ядерного оружия были решены задачи Р. з. работников урановых рудников, газодиффузионных обогатит. заводов (см. *Изотопов разделение*) и др. предприятий по изготовлению ядерного топлива, а также конструирования многослойной защиты от проникающих излучений мощных *ядерных реакторов* (γ-излучение, нейтроны). В дальнейшем сформировала новая ветвь Р. з.— защита биосферы от воздействия ядерной энергетики, в т. ч. при захоронении отходов

высокой удельной активности (напр., отработавших твэлов).

Различают Р. з. при внеш. облучении (обусловлена герметичными источниками вне организма человека) и при внутр. облучении (обусловлена радионуклидами, попадающими в тело человека с загрязнённым воздухом, водой, пищей или через кожу).

Для описания переноса проникающего излучения в веществе используют ур-ние Больцмана. Его решения при разл. граничных условиях (бесконечная и полубесконечная среда, сферич. и плоский барьер в воздухе и др.), упрощённые до инженерных ф-л, — осн. метод расчёта Р. з. от проникающих излучений. При описании взаимодействия излучения с веществом важны интенсивность потока излучения (*флюенс*), плотность потока, поглощённая энергия (см. *Доза* излучения) и др.

Радиационная защита от внешнего воздействия α- и β-частиц обеспечивается малыми толщинами поглотителя: для полного поглощения α-частиц с макс. пробегом ~8—9 см воздуха достаточен лист бумаги, для β-частиц с макс. пробегом до 1 м воздуха достаточен слой Al толщиной 5—7 мм. В случае γ-излучения каждый акт рассеяния сопровождается выведением фотона из пучка. Для расчёта Р. з. от узкого пучка γ-излучения используют *Ламберта закон*:

$$I(t)=I_0\exp(-Lt). \qquad (1)$$

Здесь I_0 — нач. интенсивность излучения, t — толщина защитной среды, L — линейный коэф. ослабления γ-излучения в этой среде, обусловленный фотоэффектом, комптоновским рассеянием и образованием пар. При энергии фотона меньше 200 кэВ доминирует фотоэффект. Его вероятность по мере роста энергии фотона $\mathscr{E}$ уменьшается, и осн. вклад в L до $\mathscr{E}\approx$ (1—2) МэВ даёт комптоновское рассеяние. При $\mathscr{E}\approx$ (3,3—5,0)МэВ для тяжёлых и (15—50) МэВ для лёгких элементов начинается рост L, обусловленный образованием пар. В Р. з. часто применяют массовый коэф. поглощения γ-излучения (в см²/г):

$$\mu=\frac{N}{A}\sigma, \qquad (2)$$

где N — число Авогадро, A — атомный вес, σ — сечение процесса. В области, где доминирует комптоновское рассеяние, μ ≈ const, т. к. $Z/A\approx{}^1/_2$ для всех элементов, кроме водорода (Z — ат. номер).

Рис. 1. Зависимость поглощённой дозы D от расстояния r до точечного изотропного источника γ-излучения ($\mathscr{E}_0$ = 0,256 МэВ), среда — H_2O.

Для расчёта Р. з. от широкого пучка γ-излучения используют понятие **длины релаксации** R — толщины вещества, ослабляющей интенсивность излучения в e раз. Значения R, определяемые экспериментально, зависят от $\mathscr{E}$ и Z вещества. Напр., для γ-квантов с $\mathscr{E}\approx$ 1 МэВ длина релаксации R составляет (в см): для воды 14,2, для Al 6,1, для Fe 2,1, для Pb 1,3.

Геометрия широкого пучка относится к наиб. важным случаям, в частности, Р. з. ядерных реакторов. В этом случае происходит накопление рассеянных фотонов (рис. 1), для учёта к-рого вводится фактор накопления B (энергетич., дозовый и др.). Его определяют экспериментально либо рассчитывают методами теории переноса излучения, напр. *Монте-Карло методом*, *Лапласа преобразованиями*. При малой энергии фотонов $\mathscr{E}$ и больших толщинах защитного слоя, особенно при использовании дешёвых лёгких материалов (напр., H_2O, бетон), B может достигать больших значений (рис. 2).

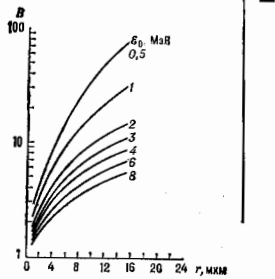


Рис. 2. Зависимость фактора накопления B от расстояния r до источника при разных энергиях фотона.

Особенно важна Р. з. в случае проникающего нейтронного излучения. Прохождение нейтронов через защитный слой анализируют в осн. методом моментов, методом Монте-Карло и численного интегрирования ур-ния Больцмана. Ослабление потока быстрых нейтронов в защитном слое происходит из-за упругого (особенно в водородсодержащих веществах: H_2O, парафин, полиэтилен, гидриды металлов, бетон) и неупругого рассеяния нейтронов. На достаточно больших расстояниях от плоского источника ослабление пучка с расстоянием происходит экспоненциально. Р. з. ядерного реактора отличается тем, что поглощение в защитном слое одного вида частиц, напр. *тепловых нейтронов*, как правило, сопровождается возникновением γ-излучения (ядерная реакция (n, γ)). Так, при поглощении теплового нейтрона ядром водорода образуется фотон с энергией 2,2 МэВ, а в случае более эфф. поглотителя (напр., Cd) на один захваченный нейтрон приходится более 10 фотонов. Оптимальная Р. з. реактора содержит водородсодержащие вещества или графит, замедляющие быстрые нейтроны до тепловых энергий (см. *Замедление нейтронов*), и ядра, захватывающие тепловые нейтроны (B, Cd, Gd). На АЭС обычно используют бетон с добавками металлич. скрапа и дроби, эффективно ослабляющий как нейтронное, так и γ-излучение.

Радиационная защита от внутреннего облучения. При подземной добыче урановых руд для снижения концентрации Rn и продуктов его распада применяют изоляцию выработанных штреков, вытяжную вентиляцию с интенсивным отсосом воздуха вблизи мест выделения радиоакт. газа и др. При открытой добыче урановых руд наиб. эффективны очистка воздуха от радиоакт. аэрозолей и подача его в кабину оператора бульдозера, экскаватора или автомашины.

При работе в атмосфере радиоакт. газов и аэрозолей при их содержании не более 200 допустимых концентраций (ДК) используют респираторы «Лепесток» (на основе фильтрующей ткани с заряж. волокнами), маски с фильтрующими насадками (сорбенты для улавливания I); при содержании радионуклидов от 200 до 1000 ДК применяют пневмомаски и пневмокостюмы с поддувом чистого воздуха в зону дыхания; при

концентрации более 2000 ДК используют изолирующие костюмы и скафандры с автономными системами воздухообеспечения.

Радиоактивные инертные газы не концентрируются в теле человека. Они опасны только как внешние β- и γ-излучатели, их концентрации достигают опасных пределов лишь при аварии с разрушением защитных барьеров и образованием облака короткоживущих нуклидов. При переносе такого облака за пределы т. н. санитарно-защитной зоны может возникнуть облучение населения сверх допустимого предела. Р. в. населения сводится к укрытию в подвальных помещениях жилых домов (коэф. ослабления облучения для деревянного дома составляет ~7, для каменного ~40—100).

Для защиты от короткоживущих Kr и Xe (см. *Деление ядер*) используют газгольдеры. Возникающие при их распаде дочерние радиоакт. аэрозоли улавливают фильтрацией воздуха. На радиохим. заводах применяют извлечение Kr и Xe из воздуха методом низкотемпературной дистилляции и адсорбции газов.

Нек-рые органы человека избирательно концентрируют определ. элементы (напр., щитовидная железа — I, костная ткань — Sr). В результате этого в щитовидной железе может накапливаться радионуклид ^{131}I, в костях — ^{90}Sr. Для защиты этих органов применяют иодную профилактику, в пищу вводят Ca (для снижения количества Sr в костях), комплексообразователи, стимулирующие выделение радионуклидов (напр., выведение Pu), адсорбенты, ограничивающие поступление радиоакт. веществ в кровь при их заглатывании. Разработаны хим. препараты, снижающие радиобиол. последствия больших доз облучения при введении их до облучения.

По данным многолетних наблюдений персонала крупных ядерных объектов, измеримое содержание радионуклидов обнаруживается у 3—5% контролируемых лиц. При этом уровни активности не превышают сотых долей допустимого содержания в теле человека.

Наибольшие источники радиационной опасности — отвалы урановых рудников, ядерно-энергетич. установки (ЯЭУ) атомных электростанций, хранилища отходов. Не требуют Р. э. долгоживущие радионуклиды — ^{85}Kr (период полураспада $T_{1/2}$ = 10,5 года), ^{3}H (12,3 года), ^{14}C (5700 лет). В конечном счёте ^{3}H и ^{14}C с H_2O и CO_2 поступают в Мировой океан, ^{85}Kr накапливается в атмосфере. До кон. 20 в. годовая доза облучения населения Земли за счёт этих глобальных радионуклидов не превысит 1 мбэр, т. е. 1% дозы, обусловленной естеств. радиац. фоном.

Р. э. населения от внутр. облучения за счёт радиоакт. отходов урановых рудников осуществляется с помощью покрытия отвалов слоем глинистых материалов, посева на них растительности, помещения отходов в выработанные штреки и штольни. Р. э. населения, проживающего вблизи крупных ЯЭУ, обеспечивается с помощью многобарьерной системы. Каждый из барьеров — матрица ядерного топлива, герметичная оболочка твэла, герметичный контур первичного теплоносителя, локализующие боксы со спец. вентиляцией и канализацией для петель 1-го контура, установки подавления активности (см. *Ядерный реактор*) — снижает вероятность выхода накопленных радионуклидов в окружающую среду. На большинстве АЭС радиационно опасное оборудование окружают герметичной защитной оболочкой, к-рая способна противостоять повыш. давлению паровоздушной смеси, возникающей в случае разрушения 1-го контура и плавления активной зоны. При создании хранилищ отходов высокой уд. активности также используется многобарьерная система: перевод жидких отходов в твёрдую фазу (остекловывание, получение керамики), коррозионно-стойкие контейнеры, геохим. барьеры вокруг контейнеров, захоронение в геологически стабильных формациях, изолирование от подпочвенных вод. В случае разрушения хранилища доза облучения населения не превысит сотых долей процента соответствующего предела дозы (см. *Нормы радиационной безопасности*).

Эффективность Р. э. населения (рис. 3) высока для ядерных установок (дополнит. годовая доза облучения не более 1 мбэр), в то же время Р. э. при медицинском использовании источников ионизирующих излучений недостаточна (годовая доза приближается к дозе, обусловленной естеств. радиац. фоном).

Рис. 3. Относительный вклад различных источников радиации в дозу облучения населения Земли.

Лит.: Гольдштейн Г., Основы защиты реакторов, пер. с англ., М., 1961; Машкович В. П., Защита от ионизирующих излучений, 3 изд., М., 1982; Защита от ионизирующих излучений, под ред. Н. Г. Гусева, 2 изд., т. 1—2, М., 1960—93.

Ю. В. Сивинцев.

РАДИАЦИО́ННАЯ СТО́ЙКОСТЬ МАТЕРИА́ЛОВ (твёрдых) — способность материалов сохранять свойства (механич., электрич., оптические и др.) при воздействии радиации. Изменение свойств обусловлено смещениями атомов в кристаллич. решётке (см. *Радиационные дефекты*), ядерными реакциями, разрывами хим. связей и др. Изменения могут быть обратимыми и необратимыми. Последние обусловлены преим. хим. превращениями молекул.

Наиб. воздействие оказывают нейтронное и γ-излучение. На практике изменение свойств материала сопоставляется с величиной, характеризующей воздействующее излучение, напр. с *флюенсом* нейтронов или поглощённой *дозой* γ-излучения.

Мн. свойства *кристаллов* чувствительны к повреждениям кристаллич. решётки. Одиночные дефекты обычно упрочняют металл, но снижают его *пластичность*. Электросопротивление металлов или сплавов возрастает за счёт образования дефектов, хотя в сплавах возможно уменьшение электросопротивления, если радиац. воздействие приводит к упорядочению структуры. В полупроводниках под действием облучения концентрация точечных *дефектов* увеличивается, что приводит к изменению электрич. и оптич. свойств.

Изменение свойств органич. веществ связано гл. обр. с процессами возбуждения и ионизации молекул. При этом образуются неравновесные электроны, ионы, ионные радикалы, молекулы в возбуждённом состоянии. Взаимодействие излучения с органич. веществами сопровождается газовыделением. Радиац. стойкость органич. веществ зависит от кол-ва растворённого в них O_2 в скорости его поступления из окружающей среды. В присутствии O_2 происходит радиац.-хим. окисление вещества. В результате изменяется хим. и термич. стойкость вещества, может возрасти его хим. агрессивность по отношению к конструкц. материалам. «Сшивание» и деструкция *полимеров* — необратимые процессы, к-рые приводят к наиб. значит. изменениям структуры.

Осн. показатели, характеризующие необратимые изменения для механич. свойств полимерных материалов,— предел прочности, модуль упругости, предел деформируемости; для электрич. свойств — изменения

диэлектрич. проницаемости, тангенса угла диэлектрич. потерь, электрич. прочности, проводимости.

Обратимые изменения обусловлены установлением стационарного равновесия между генерацией нестабильных продуктов радиолиза и их гибелью, поэтому они зависят от мощности дозы. Сопротивление органич. изоляц. материалов падает с увеличением мощности дозы на неск. порядков. При больших дозах снижение остаточного электрич. сопротивления металлов носит необратимый характер. У мн. полимерных материалов, облучённых до доз 10^6 Гр, исходная электрич. проводимость изменяется в неск. раз (при дозе $\sim 10^4$ Гр изменения, как правило, незначительны).

В органич. материалах может возникать послерадиац. старение, к-рое обусловлено в осн. хим. реакциями свободных радикалов, образовавшихся при облучении полимеров с кислородом воздуха. Радиац. стойкость полимерных диэлектриков определяется, как правило, их механич. (а не электрич.) свойствами, т. к. большинство полимеров становятся хрупкими и теряют способность нести механич. нагрузки после доз, к-рые ещё не вызывают существ. изменений электрич. свойств.

Радиац. стойкость неорганич. веществ зависит от их кристаллич. структуры и типа хим. связи. Наиб. стойкими являются ионные кристаллы. Плотные структуры с высокой симметрией наиб. устойчивы к воздействию излучений. Для стёкол характерны изменение прозрачности и появление окраски, возникновение кристаллизации (см. *Стеклообразное состояние*). Силикаты начинают изменять свойства после облучения флюенсом нейтронов $\sim 10^{19}$ см$^{-2}$. В результате облучения происходит анизотропное расширение кристалла, аморфизация его структуры, уменьшение плотности, упругости, теплопроводности и др. Окислы меняют свойства аналогично силикатам, но в меньшей степени. Существ. изменения в свойствах бетонов отсутствуют при облучениях нейтронными потоками с флюенсом до $3 \cdot 10^{19}$ см$^{-2}$.

В табл. 1 и 2 приведены мин. уровни облучения, вызывающие заметные (20—30%) изменения свойств нек-рых материалов.

Лит.: Вавилов В. С., Ухин Н. А., Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах, М., 1969; Радиационная стойкость материалов. Справочник, под ред. В. Б. Дубровского, М., 1973; Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций. Справочник, под ред. Н. А. Сидорова, В. К. Князева, М., 1976; Радиационное электроматериаловедение, М., 1979; Действие проникающей радиации на изделия электронной техники, под ред. Е. А. Ладыгина, М., 1980; Радиационная стойкость органических материалов. Справочник, под ред. В. К. Милинчука, В. И. Тупикова, М., 1986; Вавилов В. С., Кекелидзе Н. П., Смирнов Л. С., Действие излучений на полупроводники, М., 1988.

Б. С. Сычёв.

Табл. 1.

Органические материалы	Доза γ-излучения, Гр
Термореактивные смолы	
Фенольная смола с наполнителем из стекловолокна	$3 \cdot 10^7 - 10^8$
Фенольная смола с асбестовым наполнителем	$10^8 - 3 \cdot 10^7$
Полиэфир с наполнителем из стекловолокна	$10^7 - 3 \cdot 10^7$
Эпоксидная смола	$10^8 - 2 \cdot 10^7$
Майлар	$2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$
Полиэфирная смола без наполнителя	$3 \cdot 10^8 - 10^4$
Силикон без наполнителя	$10^8 - 5 \cdot 10^8$
Термопластичные смолы	
Полистирол	$5 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^7$
Поливинилхлорид	$10^6 - 10^7$
Полиэтилен	$10^6 - 10^6$
Полипропилен	$5 \cdot 10^6 - 10^8$
Ацетилцеллюлоза	$10^4 - 3 \cdot 10^8$
Нитроцеллюлоза	$5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$
Полиметилметакрилат	$5 \cdot 10^8 - 10^8$
Полиуретан	$10^8 - 10^8$
Тефлон	$2 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^8$
Тефлон 100Х	$5 \cdot 10^8 - 10^8$
Эластомеры	
Натуральный каучук	$5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^8$
Полиуретановые каучуки	$10^4 - 3 \cdot 10^8$
Акриловые эластомеры	$10^4 - 7 \cdot 10^8$
Кремнийорганические эластомеры	$10^4 - 10^8$
Бутиловые эластомеры	$10^4 - 3 \cdot 10^8$

Табл. 2.

Неорганические материалы	Доза γ-излучения, Гр	Флюенс нейтронов, см$^{-2}$
Стекло	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{17}$
Керамика	—	$10^{20} - 3 \cdot 10^{20}$
Железо	—	$2 \cdot 10^{19} - 3 \cdot 10^{19}$
Сталь конструкционная	—	10^{19}
Бетон	—	$10^{20} - 5 \cdot 10^{20}$
Si (кремниевые транзисторы)	$10^3 - 10^5$	$3 \cdot 10^{11} - 10^{13}$
Ge (германиевые транзисторы)	$10^4 - 10^6$	$4 \cdot 10^{12} - 10^{14}$

РАДИАЦИО́ННАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА — физ. величина T_r, определяющая суммарную (по всему спектру) энергетич. *яркость* B_β теплового излучения тела при темп-ре T; равна темп-ре T_a *абсолютно чёрного тела*, при к-рой его суммарная энергетич. яркость $B_\beta^0 = B_\beta$.

Стефана — Больцмана закон излучения для полной испускат. способности (связанной с энергетич. яркостью) $u = \sigma T^4$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана) позволяет записать $\sigma T_r^4 = \varepsilon_T \sigma T^4$, где ε_T — коэф. черноты тела при темп-ре T. Р. т. $T_r = T_a$ измеряется радиац. *пирометром*, и, если известен коэф. ε_T, можно определить T. Такой метод используют для измерения высоких темп-р.

РАДИАЦИО́ННАЯ ХИ́МИЯ — раздел химии, включающий исследования хим. превращений в веществах, обусловленных действием разл. *ионизирующих излучений*. В задачи Р. х. входит выявление механизмов радиац.-хим. превращений, создание материалов с высокой радиац. стойкостью, необходимых для получения и переработки *ядерного горючего*, а также препаратов для защиты живых организмов от воздействия излучений. Р. х. взаимодействует при этом с *радиационной биологией* и медициной. На методах Р. х. основаны радиац. синтез полимеров, деструкция радиоакт. отходов под действием излучения и др.

РАДИАЦИО́ННОЕ ТРЕ́НИЕ — то же, что *реакция излучения*.

РАДИАЦИО́ННЫЕ ДЕФЕ́КТЫ — *дефекты* кристаллич. структуры, образующиеся при их облучении потоками частиц или квантов эл.-магн. излучения. Энергия, переданная твёрдому телу (мишени), может привести к разрыву межатомных связей и смещению атомов с образованием первичного Р. д. типа *Френкеля пары* (*вакансия* и *межузельный атом*).

Эл.-магн. излучение (оптич. фотоны, γ-кванты, рентг. кванты) непосредственно возбуждает электронную систему кристалла, и лишь на след. этапе включаются разл. механизмы смещения атомов. Это — взаимодействие атомов с электронами, энергия к-рых достаточна для смещения атома; смещение ионизиров. электронным ударом атома из-за электрич. отталкивания от однозарядного ионного остова; смещение соседних, одновременно ионизиров. атомов, и др. Возможно также смещение атомов из-за отдачи при *фотоядерных реакциях* (γ, n).

При нейтронном облучении налетающая частица смещает атом в том случае, если передаёт ему в упругих соударениях (без возбуждения электронной системы) энергию $\mathscr{E}$, превышающую нек-рую пороговую $\mathscr{E}_п$. Типичные значения $\mathscr{E}_п$ составляют 10—80 эВ. Вылет из ядра продуктов ядерных реакций, инициируемых нейтронами, также может вызвать смещение атомов

в результате отдачи. Облучение заряж. частицами (электронами, позитронами, протонами, ионами) сопровождается как неупругой (передача энергии электрона), так и упругой передачей энергии атомам мишени. Соответственно образование Р. д. при таких воздействиях протекает по механизмам, характерным для облучения как нейтронами, так и эл.-магн. квантами.

Образование Р. д. при передаче энергии электронам возможно гл. обр. в диэлектриках и полупроводниках. В металлах энергия, «растраченная» радиацией на возбуждение атомарных электронов, преим. превращается в тепло, не создавая дефектов структуры.

Если энергия, к-рой обладает первичный смещённый в междоузлие атом, значительно превосходит $\mathcal{E}_п$, такой атом в свою очередь может при движении генерировать пары Френкеля вблизи своей траектории и т. д. Результатом каскада соударений является образование дефектных разупорядоченных областей — р а д и а ц и о н н ы х к л а с т е р о в с характерным линейным размером $\sim 10^{-6}$—10^{-5} см. При этом концентрация компонентов пар Френкеля в кластере может достигать 10^{21}—10^{22} $см^{-3}$. При *ионной имплантации* (энергия ионов $\sim 10^2$ кэВ) локализация кластеров в тонких слоях, определяемых пробегом ионов ($\sim 10^{-4}$ см), ведёт к образованию слоёв с большей концентрацией дефектов (см. *Ионная бомбардировка*).

Во мн. случаях образование пар Френкеля и кластеров является лишь первой стадией формирования устойчивых Р. д. После возникновения вакансии и междоузельные атомы частично рекомбинируют, частично начинают движение по мишени, вступая в т. н. квазихим. реакции друг с другом и с др. дефектами структуры мишени (примесными атомами, *дислокациями* или границами раздела фаз).

Типы и концентрация устойчивых Р. д. определяются как условиями облучения, так и свойствами самих твёрдых тел. При этом для лёгких частиц и фотонов не слишком высоких энергий наиб. характерно образование устойчивых точечных дефектов (изолиров. вакансии или междоузельные атомы, дивакансии, комплексы компонентов пары Френкеля с примесными атомами и т. п.). При облучении нейтронами устойчивый кластер представляет собой дивакансионное ядро, окружённое примесно-дефектными комплексами. При ионной бомбардировке плотность точечных дефектов в кластере больше, чем при нейтронной, и она тем выше, чем больше масса иона. При этом важную роль в формировании устойчивых кластеров играет процесс пространственного разделения вакансий и междоузельных атомов, предшествующий стадии квазихим. реакций. В силу этого устойчивые кластеры, возникающие при ионной бомбардировке, имеют более сложную структуру и состоят из вакансионных комплексов с разл. числом вакансий, примесно-дефектных комплексов, а также атомов внедрённой примеси. При облучении кристаллов тяжёлыми ионами устойчивые кластеры представляют собой локальные аморфные области.

Р. д.— метастабильные образования, их концентрацию и природу можно изменить нагревом (термич. отжиг дефектов). Такая термообработка иногда может сопровождаться полным восстановлением исходной структуры. В то же время в зависимости от условий отжига (темп-ра, скорость её изменения, время, газовая среда, характер возбуждения электронной системы атомов и дефектов) квазихим. реакции могут сопровождаться появлением новых типов дефектов. Напр., типичный для технологии *микроэлектроники* отжиг бездислокационного Si, имплантированного большими дозами ионов P, сопровождается образованием дислокаций, плотность к-рых особенно высока, если нагрев осуществляется в окислит. атмосфере. При термич. отжиге Р. д. приобретают энергию, достаточную для разрыва связи между ними, миграции освободившихся частиц и протекании реакций с их участием.

В качестве источника энергии при отжиге иногда может служить облучение (радиац. отжиг). При этом механизмы радиац. отжига могут быть обусловлены как повышением темп-ры мишени (р а д и а ц. р а з о г р е в), так и реакциями взаимодействия рождающихся компонентов пар Френкеля с ранее образовавшимися Р. д. Примером радиац. отжига является стимулированная ионами кристаллизация, благодаря к-рой аморфный слой, образующийся в кристаллич. полупроводниках в результате ионной бомбардировки, вновь кристаллизуется при продолжении облучения.

Взаимодействие излучений с твёрдым телом сопровождается рядом т. н. радиац. эффектов. *В их числе: распыление*; изменение коэф. диффузии; удаление атомов с облучаемой поверхности; т. н. трансмутац. легирование (образование примесных атомов в результате ядерных реакций); ионный синтез (хим. реакции, приводящие к образованию новых соединений, в имплантированных химически активными ионами объектах в процессе облучения или последующего отжига).

Генерация Р. д. в твердотельных материалах сопровождается изменением их свойств. Так изменяются форма и размеры облучённых образцов (р а д и а ц. р а с п у х а н и е), причём анизотропный характер этих изменений зависит как от концентрации, так и от конфигурации Р. д. Изменяются механич. свойства твёрдых тел, что проявляется в увеличении *предела текучести* пластичных материалов, нек-ром повышении *модуля упругости*, ускорении ползучести. Накопление Р. д. изменяет степень упорядоченности структуры сплавов и ускоряет фазовые переходы. Электропроводность облучённых тел изменяется прежде всего из-за появления заряж. дефектов. Особенно сильно это проявляется в полупроводниках, где Р. д. не только выступают как центры *рассеяния носителей заряда*, но способны изменить концентрацию и природу осн. носителей заряда. Нейтральные дефекты также влияют на проводимость, т. к. являются центрами рассеяния носителей. Для оптич. свойств характерно появление новых областей поглощения в разл. спектральных областях (см. *Центры окраски*). Специфически влияет облучение на поверхность твёрдых тел, не только вызывая образование иных, не свойственных объёму дефектных структур, но и изменяя физ.-хим. свойства поверхности (напр., кинетику окисления и *адсорбции*).

Инициированные Р. д. изменения свойств материалов нередко затрудняют их практич. использование. Так, изменение механич. свойств, однородности состава и геом. размеров конструкц. элементов ограничивает срок работы *ядерных реакторов*. Особенно сильно влияет радиация на полупроводниковые материалы и приборы. В силу высокой чувствительности электрич. характеристик полупроводников к появлению малой концентрации Р. д. облучение полупроводников даже при низких дозах радиации может сопровождаться существ. изменениями параметров полупроводниковых приборов.

В то же время образование Р. д. в твёрдых телах, особенно в сочетании с др. воздействиями (с изменением темп-ры, механич. нагрузки, электрич. поля, освещения), позволяет направленно регулировать свойства твердотельных материалов.

Примерами применений радиац.-технол. процессов, осн. на использовании свойств Р. д., являются повышение коррозионной стойкости металлов под влиянием ионной имплантации, деформац. упрочнение облучённых ионных кристаллов, ускоренная полимеризация пластмасс, нейтронное трансмутац. легирование Si и др. Совокупность методов для создания материалов, устойчивых к облучению, а также для придания материалам нужных свойств под действием облучения составляют предмет радиац. материаловедения.

Лит.: К е л л и Б., Радиационное повреждение твердых тел, пер. с англ., М., 1970; Физические процессы в облученных полупроводниках, под ред. Л. С. Смирнова, Новосиб., 1977.

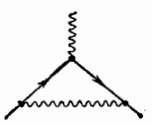
В. Н. Мордкович.

РАДИАЦИО́ННЫЕ ПОПРА́ВКИ — поправки *возмущений теории* к амплитудам разл. процессов в *квантовой теории поля* (КТП), обусловленные рождением и уничтожением виртуальных частиц.

Вычисление Р. п. к гл. эл.-динамич. процессам было первой задачей после построения осн. принципов *квантовой электродинамики* (КЭД) в 30-х гг. Возникающие при расчётах бесконечности (см. *Ультрафиолетовые расходимости*) устраняются после перенормировок. Совр. метод вычисления Р. п. основан на применении релятивистски инвариантной теории возмущений, созданной в кон. 40-х гг. в работах Р. Фейнмана (R. Feynman), Дж. Швингера (J. Schwinger), С. Томонага (S. Tomonaga), Ф. Дайсона (F. Dyson). Чаще всего используется наглядный метод *Фейнмана диаграмм*.

Исторически нач. импульс развитию совр. КТП дали опыты У. Лэмба (W. Lamb) и Р. Ризерфорда (R. Retherford) в 1947 по измерению расщепления $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ уровней атома водорода, вырожденных в релятивистской квантовой механике с учётом тонкого и сверхтонкого расщеплений. Оказалось, что в действительности вырождения нет — уровень $2P_{1/2}$ на 1000 МГц ниже $2S_{1/2}$. Первые теоретич. расчёты были выполнены в том же году Х. Бете (H. Bethe). С полной последовательностью Р. п. учтены Н. Кроллом (N. Kroll) и У. Лэмбом, а также Дж. Френчем (J. French) и В. Вайскопфом (V. Weisskopf) в 1949 — после рождения совр. КЭД. Осн. вклад в это расщепление (*лэмбовский сдвиг*) вносит поправка к вершинной ф-ции; соответствующая диаграмма Фейнмана имеет вид, изображённый на рис. 1 (где сплошные линии отвечают электрону, волнистые — фотону).

Рис. 1.



Совр. теоретич. расчёты учитывают большое число диаграмм и приводят к величине расщепления $\Delta\mathscr{E}_{\text{теор}} = \mathscr{E}(2S_{1/2}) - \mathscr{E}(2P_{1/2}) = 1057{,}910$ МГц [Г. У. Эриксон (G. W. Erickson), 1971] или 1057,864(14) МГц [П. И. Мор (P. J. Mohr), 1975]. Кроме того, в расчётах учитывались эффекты следующих порядков по константе связи, были учтены также эффекты конечных размеров ядра. Эксперим. данные находятся в прекрасном согласии с теоретич. расчётами: $\Delta\mathscr{E}_{\text{эксп}} = 1057{,}8514(19)$ МГц.

Вычисление вершинной диаграммы позволяет изучить ещё одну важную Р. п.— *аномальный магнитный момент*. Если принять магн. момент фермиона со спином $1/2$, вытекающий из теории Дирака, за единицу, то однопетлевая Р. п. равна $\alpha/2\pi$, где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, константа связи КЭД. Эта поправка была вычислена впервые Дж. Швингером в 1948, а затем Р. Фейнманом в 1949 с помощью диаграммной техники. Обычно говорят не о самом магн. моменте, а о гиромагнитном отношении g, определяемом как коэф. пропорциональности между магн. моментом μ и спином S, $\mu = g(e/2mc)S$, где e, m — заряд и масса фермиона. В теории Дирака $g = 2$ и Р. п. описываются величиной $(g - 2)$. Теоретич. расчёт позволяет учесть поправки порядка α^4. При этом получаются разные значения для электрона и мюона, что связано с зависимостью результата от массы фермиона. Теоретич. результат для электрона:

$$\left(\frac{g_e-2}{2}\right)_{\text{теор}} = \frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}328478945\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 1{,}17562(56)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 - 1{,}47(15)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 = 1159652164(108)\cdot 10^{-12};$$

эксперим. значение:

$$\left(\frac{g_e-2}{2}\right)_{\text{эксп}} = 1159652188{,}4(4{,}3)\cdot 10^{-12}$$

(по данным 1988).

Учёт поправок 4-го порядка по α потребовал вычисления почти 900 диаграмм Фейнмана. Для дальнейшего повышения точности необходимо учитывать поправки, связанные со *слабым взаимодействием*, вклад к-рых имеет порядок 10^{-13}.

При вычислении аномального магн. момента мюона необходимо учитывать, хотя и приближённо, поправки 4-го порядка по α (из-за большого фактора, пропорционального отношению масс мюона и электрона). Кроме этого, относительно велик вклад в величину $(g_\mu - 2)$ адронных поправок из-за адронной перенормировки фотонного пропагатора. Чисто электродинамич. вклад есть

$$\left(\frac{g_\mu-2}{2}\right)_{\text{кэд}} = \frac{\alpha}{2\pi} + 0{,}765858(10)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 24{,}073(11)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + 140(6)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 = 11658480(3)\cdot 10^{-10},$$

а адронная поправка равна $702(19)\cdot 10^{-10}$, так что полное теоретич. значение

$$\left(\frac{g_\mu-2}{2}\right)_{\text{теор}} = 11659202(20)\cdot 10^{-10}$$

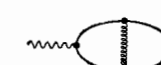
находится в прекрасном согласии с эксперим. значением $(g_\mu - 2)_{\text{эксп}} = 1165922(9)\cdot 10^{-9}$. Оценка величины вклада слабого взаимодействия даёт $2\cdot 10^{-9}$, что меньше точности и теории и эксперимента.

Ещё одна важная Р. п.— поправка к отношению сечений электрон-позитронной аннигиляции в адроны и мюоны:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \to \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}.$$

Из квантовой хромодинамики (КХД) следует, что для этого отношения в области применимости теории возмущений осн. поправки связаны с обменами *глюонами*, в частности, гл. поправка определяется двухпетлевой диаграммой (рис. 2) [спиральные линии здесь изображают глюоны, прямые — *кварки*, внешние (волнистые) — фотоны]. Вычислены вклады четырёхпетлевых диаграмм при условии малости масс кварков, так что окончат. выражение для R имеет вид

Рис. 2.



$$R = 3\sum_i Q_i^2\left\{1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1{,}41\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + 64{,}7\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3\right\} - \left(\sum_i Q_i\right)^2 1{,}679\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3,$$

где сумма берётся по всем типам кварков, Q_i — величины кварковых зарядов (заряд электрона принят за единицу) и α_s — константа связи КХД.

Помимо процесса электрон-позитронной аннигиляции в адроны при высокой энергии, теория возмущений может применяться в КХД при изучении *глубоко неупругих процессов*, при этом вычисление Р. п. позволяет обнаружить логарифмич. отклонение от скейлинга Бьёркена (см. *Масштабная инвариантность*) в этих процессах.

В теории *электрослабого взаимодействия* Вайнберга — Глэшоу — Салама помимо вычисления Р. п. к наблюдаемым процессам, напр. к *бета-распаду* или распаду мюона, имеет смысл говорить также о вычислении поправок к осн. параметрам теории — к массам *промежуточных векторных бозонов* и *Вайнберга углу*, определяющему интенсивность *нейтральных токов*. Это связано с тем, что теория предсказывает определ. отношение между разными параметрами, к-рые измеряются в независимых экспериментах. Наиб. удобной параметризацией является следующая. Для угла Вайнберга θ_W

$$\sin^2\theta_W = \sin^2\theta^0 + \Delta S^2,$$

где $\sin^2\theta^0 = 0{,}242(6)$ — значение, полученное из эксперим. данных по глубоко неупругому рассеянию в пренебрежении всеми Р. п. к заряженным (см. *Заряженный ток*) и нейтральным током, а ΔS — величина Р. п. Для массы t-кварка 45 ГэВ и массы *Хиггса бозона* 100 ГэВ $\Delta S^2 = -0{,}009(1)$.

Для масс промежуточных векторных бозонов $W^{\pm}$, Z используется параметризация:

$$M_W = \frac{A^0}{\sin\theta^0(1-\delta_W)^{1/2}}, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W},$$

где $A^0 = (\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{1/2} = 37{,}281$ ГэВ, G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия; величина δ_W описывает вклад Р. п. в массы, возникающий при вычислении поправок к процессам глубоко неупругого рассеяния, к слабому распаду мюона (при определении G_F) и к поляризац. операторам фотона и промежуточных векторных бозонов. При упоминавшихся массах t-кварка и хиггсовского бозона теоретич. предсказание для величины δ_W составляет

$$\delta_W^{\text{теор}} = 0{,}106(4),$$

эксперим. значение:

$$\delta_W^{\text{эксп}} = 0{,}112(37).$$

Т. о., с уровнем достоверности 90% эксперим. данные подтверждают существование Р. п. к осн. соотношению для масс промежуточных векторных бозонов и угла смешивания Вайнберга.

Весьма существ. роль могут играть Р. п. и в разл. распадах. Напр., распады хиггсовских бозонов могут определяться однопетлевыми, а не древесными диаграммами, т. к. однопетлевые диаграммы в этом случае не малы, поскольку содержат большую константу связи хиггсовского бозона с тяжёлыми виртуальными кварками (b, t...). Также важна роль Р. п. в слабых радиац. распадах гиперонов типа $\Sigma^+ \to p\gamma$, $\Xi^- \to \Sigma^-\gamma$ и др. Большой вклад в эти процессы вносят графики типа рис. 3 (где сплошная линия изображает барионы, волнистая линия — фотон, а штриховая — пион или каон).

Рис. 3.

Важность таких диаграмм связана с тем, что при интегрировании по импульсам виртуальных частиц в петле возникает большой логарифм $\ln(M_B/m_\pi)$, где M_B, m_π — массы бариона и пиона. Существует много и др. распадов, в к-рых Р. п. также чрезвычайно существенны.

Важна роль Р. п. и в моделях *великого объединения* теорий взаимодействия (*GUT*). В частности, в модели, осн. на группе $SU(5)$, масса великого объединения в однопетлевом приближении не зависит от числа *поколений фермионов*, что связано с одинаковым вкладом в бета-функцию для разных зарядов. Однако на двухпетлевом уровне (т. е. при учёте Р. п. следующего за главным приближением) такая зависимость появляется. Кроме того, важна их роль и при получении синуса угла Вайнберга из модели великого объединения. Так, для $SU(5)$-модели учёт поправок изменяет затравочное значение квадрата синуса угла смешивания 0,237, следующее из теоретико-групповых свойств модели в нулевом приближении, на более близкое к эксперименту значение 0,228. Точнее,

$$\sin^2\theta_W(M_W) = 0{,}237^{+0{,}003}_{-0{,}004} - \frac{4}{15}\frac{\alpha(M_W)}{\pi}\ln\frac{M_{GUT}}{M_W};$$

при этом масса великого объединения M_{GUT} порядка $5\cdot10^{13}$ ГэВ.

Помимо поправок в КЭД, КХД и теории электрослабого взаимодействия интерес представляет вычисление Р. п. в теории гравитации, однако пока этот вопрос не является строго поставленным, поскольку в *квантовой теории гравитации*, в отличие от теорий *калибровочных полей*, вычисление Р. п. невозможно — эта теория неперенормируема. Построение квантовой теории гравитации (в будущем) позволит однозначно вычислять квантовые поправки к любому процессу.

Лит.: Lepage G. P., Yennie D. R., The implications of QED theory for fundamental constants, в кн.: Proc. of the Second Intern. Confer. on precision measurment and fundamental constants, National Bureau of Standards, Gaithersbury, Waddison, 1982; Цицксои К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984; Kinoshita T., Nižić B., Okamoto Y., Improved theory of the muon anomalous magnetic moment, «Phys. Rev. Lett.», 1984, т. 52, № 9, p. 717; Amaldi U. и др., Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate — vector-bosson masses, «Phys. Rev.», 1987, v. 36 D, № 5, p. 1385; Gorishny S. G., Kataev A. L., Larin S. A., Next-next—to-leading $O(\alpha_s^3)$QCD correction to $\sigma_{tot}(e^+e^- \to \text{hadrons})$: analytical calculation and estimation of the parameter $\Lambda_{\overline{MS}}$, «Phys. Lett.», 1988, v. 212 B, № 2, p. 238; Kinoshita T., Accuracy of the fine—structure constant, «IEEE Trans. Instrum. Meas.», 1989, v. 38, № 2, p. 172.

Я. И. Коган.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ — энергия, теряемая заряж. частицей, движущейся в веществе, за счёт эл.-магн. излучения. Испускание фотонов обусловлено рассеянием частиц в кулоновском поле ядер. Кулоновское поле тормозит частицу, и она теряет часть энергии, излучая фотоны. Возникающее при этом излучение наз. тормозным, а сам процесс — радиац. торможением.

Р. п. зависят от заряда ядер вещества Z. Тяжёлые материалы обладают большей тормозной способностью. С др. стороны, ускорение частицы обратно пропорционально её массе m, т. е. при одном и том же Z наиб. Р. п. будут испытывать электроны. Существ. роль в процессе радиац. торможения играет расстояние частицы от ядра в момент испускания фотона. На больших расстояниях от ядра его поле можно рассматривать как поле точечного заряда, но если это расстояние больше ср. радиуса орбит атомных электронов, то необходимо учитывать экранирование поля ядра электронами. Если расстояние, на к-ром происходит испускание фотона, мало, то поле ядра уже не может рассматриваться как поле точечного заряда.

Осн. характеристики *тормозного излучения* даёт классич. электродинамика [1]. Квантовая теория обеспечивает более точные количеств. результаты [2—4]. Вероятность излучения электроном, имеющим энергию $\mathscr{E}$, фотона с энергией $\mathscr{E}'$ даётся ф-лой

$$W_e(\mathscr{E},\mathscr{E}')d\mathscr{E}' = 4n\alpha Z^2 r_e^2 \frac{d\mathscr{E}'}{\mathscr{E}'}\left\{\left[1+\left(1-\frac{\mathscr{E}'}{\mathscr{E}}\right)^2\right]\Phi_1 - \left[1-\frac{\mathscr{E}'}{\mathscr{E}}\right]\Phi_2\right\}. \quad (1)$$

Здесь n — число атомов вещества в 1 см^3, $\alpha = 1/137$; $r_e = 2{,}82\cdot10^{-13}$ см. Ф-ции Φ_1. Φ_2 описывают экраниро-

вание кулоновского поля ядра атомными электронами, к-рое характеризуется параметром

$$\gamma=100\frac{mc^2}{\mathscr{E}}\cdot\frac{\mathscr{E}'}{\mathscr{E}-\mathscr{E}'}\cdot Z^{-1/3},$$

где m — масса электрона. При $\gamma\gg 1$ экранирование отсутствует, тогда

$$\Phi_1=\ln\left(\frac{2\mathscr{E}}{mc^2}\cdot\frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}'}{\mathscr{E}'}\right)-\frac{1}{2};\ \Phi_2=-\frac{2}{3}\Phi_1.$$

Когда $\gamma=0$, имеет место полное экранирование, при к-ром

$$\Phi_1=\ln(191Z^{-1/3});\ \Phi_2=-\frac{2}{3}\ln(191Z^{-1/3})+\frac{1}{9}.$$

В промежуточных случаях выражения для Φ_1 и Φ_2 становятся более сложными [3].

Р. п. на пути x для электрона можно определить, интегрируя выражение (1) по энергии фотона:

$$-\left(\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)=\int_0^{\mathscr{E}}\mathscr{E}'W_z(\mathscr{E},\mathscr{E}')d\mathscr{E}'. \qquad (2)$$

В случае $\gamma\approx 0$ и высоких энергий $\mathscr{E}$ получаем

$$-\left(\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)=4n\alpha Z^2r_0^2\mathscr{E}\left[\ln(191Z^{-1/3})+\frac{1}{8}\right].$$

При этом относит. потери энергии $(-d\mathscr{E}/dx)/\mathscr{E}$ являются пост. величиной для данного вещества. При малых энергиях относит. Р. п. растут логарифмически с ростом $\mathscr{E}$, что следует из (2):

$$-\left(\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)=4n\alpha Z^2r_0^2\mathscr{E}\left(\ln\frac{2\mathscr{E}}{mc^2}-\frac{1}{3}\right).$$

В случае полного экранирования

$$W_e d\mathscr{E}'=\frac{1}{x_0}\frac{d\mathscr{E}'}{\mathscr{E}'},$$

где x_0 — т. н. радиац. длина, определяемая выражением

$$\frac{1}{x_0}=4n\alpha Z^2r_0^2\ln(191Z^{-1/3}).$$

Для вещества сложного хим. состава

$$\frac{1}{x_0}=\sum_i f_i/x_0^i,$$

где x_0^i — радиац. длина i-го компонента, f_i — его относит. вес. Выражение для относит. Р. п. электрона на *радиационной единице длины* имеет вид $(1/\mathscr{E})(d\mathscr{E}/dx)=1$. Интегрирование этого выражения даёт величину энергии электрона после прохождения слоя вещества толщиной x (в радиац. единицах длины):

$$\mathscr{E}=\mathscr{E}_0\exp(-x).$$

Энергетич. спектр фотонов тормозного излучения непрерывен (рис.). Число фотонов уменьшается с ростом энергии фотона. Макс. энергия фотона равна энергии электрона. Угл. распределение тормозных фотонов имеет максимум в направлении движения электрона. Ср. угол испускания тормозных фотонов определяется выражением

$$\bar{\theta}\approx\frac{mc^2}{\mathscr{E}}\ln\frac{\mathscr{E}}{mc^2}.$$

При торможении электронов в монокристаллах Р. п. могут зависеть от направления движения электрона относительно кристаллографич. осей. При определ. условиях имеют место когерентное тормозное излучение и излучение каналированных частиц. Энергетич. спектр тормозных фотонов при этом отличен от спектра, возникающего при торможении электронов в аморфном веществе [5].

К Р. п. можно отнести также потери за счёт *Черенкова — Вавилова излучения*, испускаемого заряж. частицами, движущимися в веществе со скоростями, превышающими фазовую скорость света в данной среде, и за счёт т. н. *переходного излучения*, испускаемого заряж. частицей при пересечении границы раздела сред, имеющих разные значения диэлектрич. проницаемостей.

Движение электронов в вакууме может также сопровождаться Р. п. энергии, если они движутся в магн. поле [6]. Эти потери энергии неизбежны в циклич. синхротронах (см. *Синхротронное излучение*).

Лит.: 1) Ферми Э., Ядерная физика, пер. с англ., М., 1951; 2) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; 3) Беленький С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.— Л., 1948; 4) Росси Б., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; 5) Review of particle properties, «Phys. Lett.», 1988, v. B 204; 6) Базылев В. А., Жеваго Н. К., Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях, М., 1987.

А. С. Белоусов.

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ — ядерная реакция, в к-рой налетающая частица захватывается ядром-мишенью, а энергия возбуждения образующегося *составного ядра* излучается в виде γ-квантов (иногда — конверсионных электронов; см. *Конверсия внутренняя*). Р. з.— преобладающий процесс взаимодействия с ядрами для нейтронов, для др. частиц он играет существенно меньшую роль.

Р. з. медленных нейтронов с энергией $\mathscr{E}$ в осн. идёт через резонансное образование состояний составного (компаунд) ядра при $l=0$ (см. *Нейтронная спектроскопия*). Сечение Р. з. σ_γ описывается *Брейта — Вигнера формулой*

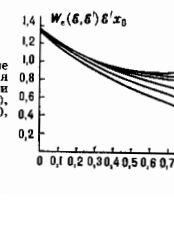
$$\sigma_\gamma=\pi\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2\frac{g\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)^2+\Gamma^2/4}. \qquad (1)$$

Здесь Γ — полная ширина нейтронного резонанса, Γ_n, Γ_γ — нейтронная и радиац. ширины нейтронного резонанса, $\mathscr{E}_0$ — кинетич. энергия нейтрона в максимуме резонанса, λ — длина волны нейтрона, g — т. н. спиновый фактор, зависящий от спиновых состояний исходного и составного ядер. Для тепловых нейтронов Р. з. обусловлен вкладом ближайших состояний составного ядра, в т. ч. состояний с энергией меньше энергии связи нейтрона. Сечение Р. з. тепловых нейтронов

$$\sigma_\gamma=6{,}5\cdot10^{-19}\mathscr{E}^{-1/2}\sum_i\left(\frac{g\Gamma_n^0\Gamma_\gamma}{\mathscr{E}_0^2}\right)_i\text{ см}^2, \qquad (2)$$

где $\Gamma_n^0=\Gamma_n\sqrt{1/\mathscr{E}}$. Суммирование ведётся по всем резонансам (i), приближение справедливо при $|\mathscr{E}_0|\gg\mathscr{E}$; $|\mathscr{E}_0|\gg\Gamma$. Множитель $\mathscr{E}^{-1/2}$ в (2) обусловливает т. н. закон $1/v$ в сечении Р. з. медленных нейтронов. Для ядер, у к-рых имеется резонанс при низкой энергии нейтронов ($\mathscr{E}\lesssim 0{,}3$ эВ), сечение велико и достигает 10^4—10^5 барн (напр., у ^{113}Cd $2\cdot10^4$, у ^{157}Gd $2{,}5\cdot10^5$).

Для Р. з. быстрых нейтронов становятся существенными нейтроны с $l\geqslant 1$. Однако усреднённое сечение убывает с ростом энергии $\mathscr{E}$ за счёт уменьшения λ.



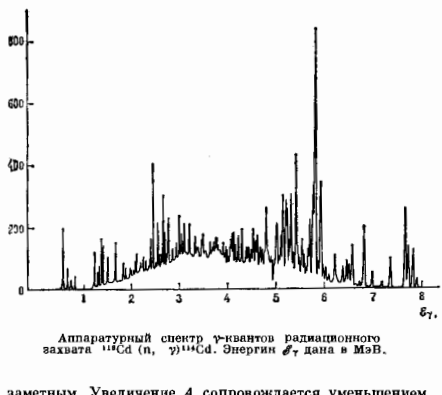
Дифференциальное сечение радиационного торможения электронов в Pb при $\mathscr{E}'/mc^2=10^2(1)$, $2\cdot10^2(2)$, $4\cdot10^2(3)$, $10^3(4)$, $2\cdot10^3(5)$, $10^4(6)$, $10^{10}(7)$, $-\infty$ (8).

С увеличением массового числа A ядра сечение Р. з. возрастает. Для $\mathscr{E} = 1$ МэВ $\sigma_\gamma(A = 50-100) \approx 3-10$ миллибарн; $\sigma_\gamma(A = 150-240) \approx 80-200$ милибарн. С увеличением $\mathscr{E}$ до 5МэВ сечение σ_γ уменьшается примерно в 5 раз. Приведённые значения σ_γ являются приближёнными, т. к. σ_γ меняется в неск. раз при переходе от ядра к ядру.

При захвате нейтрона образовавшееся составное ядро возбуждено до энергии $\mathscr{E}^* = \mathscr{E}_{св} + \mathscr{E}$, где $\mathscr{E}_{св} \approx 6-8$ МэВ — энергия связи нейтрона в ядре. Возбуждение у большинства тяжёлых и средних ядер снимается за счёт испускания каскада γ-квантов, имеющих сложный спектр из-за разнообразия переходов между уровнями ядра ниже $\mathscr{E}_{св}$ (рис.). Лёгкие и *магические ядра* имеют меньшую плотность уровней, а потому и более простой γ-спектр. Измерение γ-спектра позволяет получить информацию о возбуждённых состояниях ядра.

Р. з. нейтронов приводит к образованию ядер с массовым числом $A + 1$. Это используется для получения *радионуклидов*. Напр., γ-источник ^{60}Co образуется при нейтронном облучении в *ядерном реакторе* природного ^{59}Co. Р. з. используется для детектирования нейтронов (см. *Нейтронные детекторы*).

Р. з. протонов препятствует *кулоновский барьер ядра*. С увеличением энергии протона $\mathscr{E}_p$ прозрачность барьера $D(\mathscr{E}_p)$ возрастает и Р. з. протонов становится



Аппаратурный спектр γ-квантов радиационного захвата ^{113}Cd (n, γ)^{114}Cd. Энергии $\mathscr{E}_\gamma$ дана в МэВ.

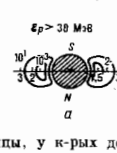
заметным. Увеличение A сопровождается уменьшением $D(\mathscr{E}_p)$, и сечение Р. э. падает. Для налетающих частиц с зарядом $Z > 1$ Р. з. практически не наблюдается.

Лит. см. при ст. *Ядерные реакции*. *Л. Б. Пикельнер.*

РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС — область околоземного (околопланетного) пространства с интенсивными потоками энергичных заряж. частиц. Р. п. Земли открыт в 1958 в результате полётов первых ИСЗ. Детекторы заряж. частиц, регистрировавшие поток *космических лучей* вне атмосферы, обнаружили, что потоки электронов и протонов с энергиями от неск. десятков кэВ до сотен МэВ на неск. порядков превышают фоновый поток космич. лучей в окрестности Земли. Позже в Р. п. Земли обнаружены α-частицы, ионы кислорода и тяжёлые ионы.

Геомагн. поле экранирует поверхность Земли от потоков солнечных и галактич. космич. лучей и является ловушкой для заряж. частиц (см. *Геомагнитная ловушка*). Концентрация захваченных в подобную ловушку частиц определяется интенсивностью источника этих частиц и их временем жизни, или, др. словами, потерями. Т. к. диапазон энергий захваченных частиц (т. е. частиц, траектории к-рых в пренебрежении процессами потерь бесконечно долго остаются в области Р. п.) весьма широк, то оказываются существенно различными источники частиц разных энергий и наиб. эфф. механизмы потерь. Осн. источником частиц самых высоких энергий является распад нейтронов альбедо космич. лучей (нейтронов, образующихся при взаимодействии космич. лучей с плотными слоями атмосферы). Частицы меньших энергий, вносящие наиб. вклад в плотность энергии Р. п., появляются в результате процессов переноса и ускорения малоэнергичной магнитосферной плазмы, к-рая, в свою очередь, воспол няется за счёт истечения ионосферной плазмы вдоль силовых линий магн. поля в полярных областях Земли. Др. источником магнитосферной плазмы являются частицы *солнечного ветра*, проникающие внутрь *магнитосферы Земли*. Во время интенсивных магнитосферных возмущений — магнитосферных *суббурь* и магн. бурь (см. *Магнитные вариации*) — особенно велика роль ионосферного источника.

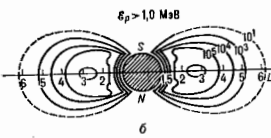
В 1980-х гг. появилась гипотеза о «круговороте» плазмы в магнитосфере Земли. Эксперим. подтверждение этой гипотезы получено при измерениях ионного состава Р. п.— среди энергичных частиц зарегистрирована значит. доля ионосферных ионов (ионов кислорода и молекулярных ионов). Хотя мн. аспекты процессов ускорения и переноса частиц в магнитосфере недостаточно ясны, в первом приближении Р. п. можно считать промежуточным резервуаром накопления энергичных частиц, перемещающихся по энергетич. шкале в процессе «круговорота». Предполагается, что «круговорот» плазмы в магнитосфере Земли происходит по следующей схеме. В полярных областях вдоль открытых силовых линий геомагн. поля, уходящих в удалённые области магнитосферы, ионосферные ионы и электроны с энергией неск. эВ (превышающей их тепловую энергию) «испаряются» из плотных слоёв атмосферы, преодолевая гравитац. притяжение Земли (т. н. п о л я р н ы й в е т е р). Попадая в плазменный слой хвоста магнитосферы, эти частицы ускоряются до энергий порядка неск. кэВ и вовлекаются в конвективное движение плазмы к Земле. На внеш. границе Р. п. (на геоцентрич. расстояниях 6—10 $R_З$, $R_З$ — радиус Земли) большие квазистационарные электрич. поля и сильно неоднородные магн. поля увеличивают энергию частиц ещё на один-два порядка. Далее, перемещаясь ближе к Земле, в район максимума потоков частиц Р. п. (2—5 $R_З$), в результате рассеяния на колебаниях электрич. и магн. полей, частицы попадают в область всё более сильного магн. поля, испытывая индукц. ускорение вплоть до энергий в сотни МэВ. Те же процессы рассеяния, к-рые приводят к радиальному перемещению частиц к Земле, обусловливают их попадание в конус потерь (см. *Магнитные ловушки*). Он определяется соотношением между полем в вершине силовой линии (в экваториальной плоскости) и полем вблизи торца геомаги. ловушки (в верх. слоях атмосферы). Частицы, у к-рых достаточно велика продольная (по отношению к магн. полю) компонента скорости при движении вдоль силовой линии, попадают в плотные слои атмосферы. Здесь они сталкиваются с ионами или нейтральными атомами и тормозятся, «теряясь» средь тепловых ионов. После переноса в полярные области заряж. частицы готовы вновь «стать» полярным ветром и начать новый цикл. Помимо высыпания в верх. атмосферу др. механизмом потерь является перезарядка энергичных частиц (см. *Перезарядка ионов*) на нейтральных атомах *экзосферы*. Этот процесс особенно важен для долгоживущих энергичных частиц. В целом различия в механизмах ускорения и потерь разных составляющих Р. п.— электронов, протонов и др. частиц — настолько



а

велики, что делают условным их объединение единым термином «частицы Р. п.».

Удержание заряж. частиц в Р. п. осуществляется геомагн. полем. В первом приближении его можно считать дипольным. Траектория заряж. частицы в дипольном поле может рассматриваться как суперпозиция трёх циклич. движений: вращения вокруг силовой



б

линии магн. поля, осцилляций вдоль силовой линии между точками отражения (расположенными симметрично относительно геомагн. экватора) и азимутального дрейфа вокруг Земли. Для описания пространственного распределения частиц в Р. п. используют координаты L и B. Они имеют смысл геоцентрич. экваториального расстояния до силовой линии, вокруг к-рой частица совершает циклотронное вращение (L), и напряжённости магн. поля (B) в точке отражения, где продольная скорость частицы обращается в ноль, меняя свой знак. При перемещении от периферии в глубь магнитосферы интенсивность потоков частиц возрастает до нек-рого максимума и затем быстро падает. Чем выше энергия частиц, тем ближе к Земле расположен максимум интенсивности. Для интенсивности потока электронов характерно двугорбое распределение по L. Поэтому выделяют внутр. и внеш. Р. п. электронов с зазором на $L = 2-3$ $R_З$. Иногда употребляют понятия внутр. и внеш. Р. п. протонов. Такое разделение условно, поскольку распределение протонов данной энергии по L имеет один максимум. Теоретически профиль интенсивности потока частиц получают как результат пространственной диффузии частиц, диффузии и переноса частиц в пространстве скоростей. Механизмами, обеспечивающими стохастизацию траекторий частиц, служат рассеяние на волнах и на внезапных скачках магн. и электрич. полей, обусловленных резкими изменениями параметров плазмы солнечного ветра на фронтах межпланетных ударных волн. Конкурирующим механизмом стохастизации может быть т. н. динамич. *хаос*, связанный с нелинейными резонансами между осцилляциями по разл. степеням свободы. Существует достаточно разработанная теория диффузии частиц в фазовом пространстве. Построены модели взаимодействия частиц с разл. модами колебаний, наблюдаемыми в магнитосфере. Для подобного взаимодействия характерны нелинейные процессы, связанные с раскачкой плазменных неустойчивостей. Как правило, теоретич. модели хорошо описывают усреднённые во времени профили интенсивности частиц. На рис. *а* и *б* изображены изолинии наблюдаемой интенсивности потоков ($см^{-2} \cdot с^{-1}$) протонов характерных энергий $\mathcal{E}_p(S$ и N — южный и северный магн. полюсы Земли). Нестационарные процессы и детальная пространственная структура потоков частиц описаны лишь фрагментарно. Требуют дальнейших эксперим. исследований и теоретич. анализа сильные вариации потоков частиц в Р. п. во время инжекции в период магнитосферных суббурь и магн. бурь.

Помимо Земли Р. п. обнаружены у Юпитера, Сатурна и Урана, обладающих сильным магн. полем. Они обнаружены по регистрируемому на Земле декаметровому и километровому радиоизлучениям частиц Р. п. Потоки энергичных частиц непосредственно регистрировались при пролётах космич. аппаратов вблизи этих планет. Т. к. магн. поле планет-гигантов больше земного, они имеют более мощные магнитосферы и Р. п. Несмотря на подобие (с учётом соответствующего изменения масштабов) магнитосфер Юпитера, Сатурна и Земли, в структуре их Р. п. имеются существ. различия. Они обусловлены тем, что спутники Юпитера и Сатурна оказываются в зоне Р. п. Эффект поглощения частиц поверхностью спутника может существенно изменить профиль Р. п. Сильное магн. поле Юпитера значительно ослабляет поток космич. лучей у верх. границы атмосферы. Это делает пренебрежимо малым вклад от распада нейтронов альбедо. В результате энергетич. спектр частиц в Р. п. Юпитера оказывается более «мягким», чем в Р. п. Земли. Большие размеры магнитосферы и мощная энергетика процесса ускорения (до 10^{13} Вт) делают Юпитер самым мощным источником космич. лучей иных энергий (1 — 10 Мэв).

Р. п. представляет собой серьёзную опасность при длит. полётах в околоземном (околопланетном) пространстве. Из-за сильной электризации может выйти из строя бортовая аппаратура. Живые организмы внутри космич. корабля могут получить лучевое поражение.

Лит.: Тверской Б. А., Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968; Williams D. J., Ring current and radiation belts, «Rev. Geophys.», 1987, v. 25, № 3, p. 570.

И. И. Алексеев.

РАДИАЦИОННЫЙ ФОН — совм. воздействие природных и техногенно изменённых радиац. факторов.

Естественный радиационный фон обусловлен в осн. β- и γ-излучениями природного радионуклида ^{40}K и радионуклидов уранового и ториевого радиоактивных рядов, содержащихся в почве, строит. материалах, в теле человека, а также космич. излучением. По данным, к-рые регулярно представляет в ООН Науч. комитет по действию атомной радиации, годовая эфф. эквивалентная *доза* облучения человека за счёт естеств. Р. ф. составляет в ср. 2,4 мЗв (240 мбэр). На $^2/_3$ эта доза связана с внутр. воздействием газообразных α-активных продуктов распада *радона* и торона. При этом вклад продуктов распада радона в дозу почти в 5 раз больше, чем торона. Доза внутр. облучения, обусловленная β- и γ-излучениями ^{40}K, к-рый содержится в мягких тканях человека (преим. в мышцах), сравнима с вкладом α-излучения продуктов распада торона и относительно постоянна. Доза за счёт продуктов распада радона и торона подвержена резким изменениям, т. к. на неё кроме радиоактивности строит. материалов влияет степень обмена воздуха в помещениях.

Внеш. воздействие обусловлено космич. излучением (410 мкЗв) и γ-излучением ^{40}K (150 мкЗв) и радионуклидов ториевого и уранового рядов (160 и 100 мкЗв), содержащихся в почве и строит. материалах. Доза за счёт основных космогенных радионуклидов ^3H, ^7Be, ^{14}C, ^{22}Na, образуемых космич. излучением в верх. слоях атмосферы, мала (15 мкЗв).

Обнаружены области с повышенным Р. ф., в частности высокогорные города Богота, Лхаса, Кито, в к-рых дозы за счёт космич. излучения превышают 1 мЗв, а также песчаные зоны с большой концентрацией минералов, содержащих фосфаты с примесью U и Th, в Индии (шт. Керала) и Бразилии (шт. Эспириту-Санту), участок выхода вод с высокой концентрацией ^{226}Ra в Иране (г. Ромсер) и др. Хотя в нек-рых из этих районов мощность поглощённой дозы в 10^3 раз превышает среднюю по поверхности Земли, обследования населения не выявили сдвигов в структуре заболеваемости и смертности.

Интегральное радиац. воздействие естеств. Р. ф. на население Земли соответствует годовой коллективной эфф. эквивалентной дозе, равной 10^7 чел·Зв (10^9 чел·бэр).

Техногенный радиационный фон обусловлен гл. обр. добычей и сжиганием каменного угля, нефти, газа, др. горючих ископаемых, использованием фосфатных удобрений, добычей и переработкой неурановых руд, в процессе к-рых происходит перераспределение и концентрирование естеств. радионуклидов. Вклад в техногенный Р. ф. дают также испытания ядерного оружия и ядерная энергетика. При ср. концентрации Ra и Th в дереве 0,2—0,5 Бк/г, в природном гипсе

и обычном бетоне от 1,5 до 10 Бк/кг выявлены строит. материалы с повыш. уд. активностью ~1200 Бк/кг (Финляндия), 2600 Бк/кг (Швеция), 4600 Бк/кг (США). Коллективная эквивалентная доза за счёт использования фосфогипса в жилищном строительстве достигает $3 \cdot 10^5$ чел·Зв, за счёт сжигания угля в жилых домах и при использовании угольной золы в строит. материалах — $4 \cdot 10^4$ чел·Зв, при сжигании угля на электростанциях — $2 \cdot 10^5$ чел·Зв ($2 \cdot 10^5$ чел·бэр). Полная ожидаемая доза за год не превышает $5 \cdot 10^5$ чел·Зв, чему для населения соответствует ср. эквивалентная индивидуальная доза ~100 мкЗв.

Лит.: Сивинцев Ю. В., Естественный радиационный фон, «Атомная энергия», 1988, т. 64, в. 1, с. 46; Доклад Научного Комитета ООН по действию атомной радиации; Приложение А-облучение за счет естественных источников ионизирующего излучения, Нью-Йорк, ООН, 1988.

Ю. В. Сивинцев.

РАДИЙ (Radium), Ra, — радиоактивный хим. элемент II гр. периодич. системы элементов, ат. номер 88, аналог щёлочноземельных металлов. Открыт в 1898 П. и М. Кюри (P. et M. Curie). Все изотопы Р. радиоактивны; α-радиоактивные ^{223}Ra ($T_{1/2}$ = 11,43 сут), ^{224}Ra ($T_{1/2}$ = 3,66 сут), ^{226}Ra (собственно Р.: $T_{1/2}$ = 1600 лет) и β⁻-радиоактивный ^{228}Ra ($T_{1/2}$ = =5,76 лет) постоянно присутствуют в земной коре как члены естеств. радиоакт. рядов. Содержание ^{226}Ra составляет ок. 1 г на 3 т урана в урановой руде. Искусственно получены изотопы ^{213}Ra — ^{230}Ra. Электронная конфигурация внеш. оболочки $7s^2$. Энергии последоват. ионизации: 5,279; 10,147; 34,3 эВ. Металлич. радиус атома Ra 0,235 нм, радиус иона Ra^{2+} 0,144 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

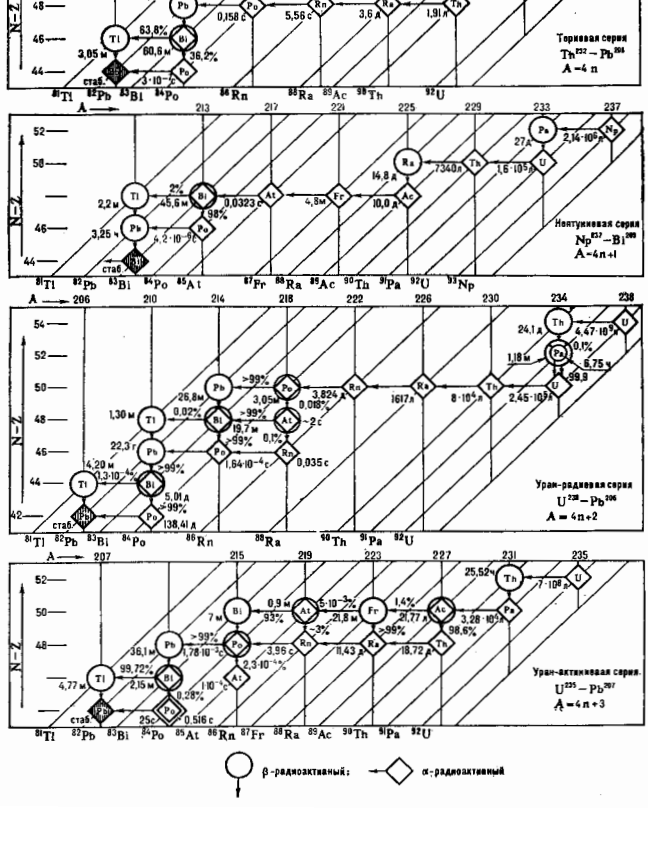
В свободном виде Р.— серебристо-белый блестящий металл с объёмноцентриров. кубич. кристаллич. структурой. Плотн. 5,5—6,0 кг/дм³, $t_{пл}$ = 700—970 °С (по разным данным), $t_{кип}$ = = 1140—1500 °С, уд. теплота плавления 37 кДж/кг, теплопроводность 18,6 Вт/(м·К) (при 293 К). Р. и его соединения светятся в темноте.

Химически активен и схож с Ba, в соединениях проявляет степень окисления +2. Р. и его соединения токсичны. Р. использовался в 1900—30-х гг. для исследования радиоактивности; радиоактивность 1 г Р. принималась за единицу её измерения (кюри). Ныне Р. применяют в осн. в медицинских целях (как источник радона для радоновых ванн), в смеси с Be ^{226}Ra используют в ампульных источниках нейтронов.

Лит.: Погодин С. А., Либман Э. П., Как добыли советский радий, 2 изд., М., 1977.

С. С. Бердоносов.

РАДИОАКТИВНОСТЬ (от лат. radio — излучаю + activus — деятельный) — свойство атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) изменять свой состав (заряд Z, массовое число A) путём испускания элементарных частиц или ядерных фрагментов. Радиоакт. распад может происходить, если данное превращение энергетически выгодно, т. е. если разность Q между массой исходного ядра и суммарной массой продуктов распада положительна. Нек-рые из существующих в природе ядер радиоактивны, но большинство радиоакт. нукли-



дов получены искусственно в результате ядерных реакций. Искусств. Р. ядер определяет границы (по A и Z) существования в природе радионуклидов. Ядра, радиоактивные в осн. состоянии, распадаются и в возбуждённых состояниях. При достаточно больших энергиях возбуждения стабильные ядра также становятся радиоактивными. Ниже рассматриваются ядра, радиоактивные в осн. состоянии.

Явление Р. открыто в 1896 А. Беккерелем (A. Becquerel), к-рый наблюдал спонтанное испускание солями U неизвестного излучения. Вскоре Э. Резерфорд (E. Rutherford) и П. и М. Кюри (P. et M. Curie) установили, что при радиоакт. распаде испускаются ядра He (α-частицы), электроны (β^--частицы) и жёсткое эл.-магн. излучение (γ-лучи). В этот период исследователи Р. могли использовать лишь естеств. радионуклиды, содержащиеся в земных породах в достаточно большом кол-ве,— ^{232}Th, ^{235}U, ^{238}U. С этих радионуклидов начинаются 3 радиоакт. семейства (радиоакт. ряда), заканчивающихся стабильными изотопами Pb (рис.). В дальнейшем был обнаружен ряд, начинающийся с ^{237}Np, с конечным стабильным ядром ^{209}Bi; ^{237}Np обнаружен в урановых рудах в соотношении ^{237}Np/^{238}U = 1,8·10^{-3}, впоследствии — в *ядерных реакторах*, где он образуется в результате реакции ^{238}U(n, 2n) ^{237}U $\xrightarrow{5^-}$ ^{237}Np. Ядра — члены семейства находятся в равновесии между собой, поэтому наряду с долгоживущими родоначальниками существуют и все короткоживущие продукты их распада. Т. к. радионуклиды открывались как продукты распада U и Th, то им давались названия по месту в радиоакт. ряду, напр. $UX_1 \rightarrow UX_2$; $RaD \rightarrow RaE$.

Распад с вылетом позитронов (β^+-распад) открыт в 1934 И. и Ф. Жолио-Кюри (I. et F. Joliot-Curie). В 1940 открыт новый тип Р.— спонтанное деление ядер (К. А. Петржак, Г. Н. Флёров). Делящееся ядро разваливается на два осколка сравнимой массы с одноврем. испусканием нейтронов и γ-квантов (см. *Деление ядер*). Протонная Р. ядер наблюдалась в 1982 С. Хофманом (S. Hofmann) с сотрудниками (см. *Протонная радиоактивность*).

В 1984 Х. Роуз (H. Rose) и Г. Джонс (G. Jones) открыли спонтанное испускание ядер ^{14}C ядрами Ra. В течение последующих 3 лет был обнаружен спонтанный распад др. ядер с вылетом тяжёлых фрагментов (кластеров) — ^{24}Ne и ^{28}Mg (f -радиоактивность). Возможна также двухпротонная Р., теоретически предсказанная В. И. Гольданским (1960).

Число N радиоакт. ядер убывает со временем t по закону

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где N_0 — число ядер в момент их образования, λ — постоянная распада (вероятность распада в единицу времени). Если при распаде происходит конкуренция разл. типов (каналов) Р., то λ равна сумме парциальных величив λ_i. Относит. вероятность наблюдения разл. видов Р. определяется отношением λ_i/λ. Время жизни нестабильного состояния ядра $\tau = 1/\lambda$. Скорость радиоакт. распада характеризуют периодом полураспада $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$. Полное время жизни радиоакт. ядра связано с парциальными величинами τ_i соотношением $1/\tau = \sum_i (1/\tau_i)$. Времена жизни родоначальников радиоакт. рядов $\tau \geqslant 3 \cdot 10^8$ лет. Это немногие «выжившие» с момента образования Солнечной системы нестабильные нуклиды.

Бета-Р., при к-рой сохраняется массовое число A нуклида, но изменяется на 1 его заряд Z, представляет собой одно из проявлений *бета-распада* ядер, когда входящий в состав ядра протон p (нейтрон n) превращается в нейтрон (протон) с образованием позитрона β^+(электрона β^-) и нейтрино ν (антинейтрино $\bar{\nu}$). Аналогичную природу имеет изменение заряда ядра, связанное с захватом атомарных электронов (*электронный захват*). Бета-распад связан со *слабым взаимодействием* нуклонов в ядре.

Остальные типы Р. связаны с *сильным взаимодействием* и *электромагнитным взаимодействием* нуклонов в ядрах. Радиоакт. распад, при к-ром испускаются протоны, α-частицы или тяжёлые кластеры типа ^{14}C, характерен тем, что кинетич. энергия относит. движения вылетающей частицы и дочернего ядра принимает значения, близкие (или равные) к полной энергии распада Q. Поэтому дочернее ядро образуется в основном или слабовозбуждённом состоянии. Времена жизни τ, соответствующие этим типам Р., экспоненциально возрастают при уменьшении кинетич. энергии продуктов распада. Распад имеет квантовомеханич. характер, он происходит благодаря туннельному проникновению сквозь потенц. барьер, образованный совокупным действием отталкивательного кулоновского и притягивающего ядерного взаимодействий вылетающей частицы и дочернего ядра (см. *Альфа-распад*).

Продукты распада формируются внутри и на поверхности родительского ядра, причём вероятность их формирования W зависит от структуры исходного и дочернего ядер. Она резко уменьшается при увеличении массы вылетающей частицы. Отношения вероятностей разл. каналов распада λ_i/λ_j, зависящие от Q_i, Q_j и вероятностей формирования продуктов распада W_i, W_j, сильно варьируются. Напр., отношение вероятностей вылета ядра ^{14}C или α-частицы порядка 10^{-10}—10^{-11} для различных родительских изотопов Ra. Оно достигает $\sim 10^{-19}$ для распада ядра ^{234}U, когда вместо ^{14}C вспускается ^{28}Mg.

Спонтанное деление также оказывается возможным благодаря туннельному проникновению через потенц. барьер. Однако в этом случае барьер связан с изменением формы ядра в процессе деления, что приводит к иным закономерностям, управляющим этим процессом.

Для объяснения f-распада рассматривают возбуждение ядра, затрагивающее только часть нуклонов вблизи его поверхности; это колебания формы ядра в оси. состоянии (нулевые колебания). В ядерных реакциях возбуждение таких колебаний приводит к появлению т. н. гигантских резонансов (см. *Гигантские квантовые осцилляции*). Если в процессе таких колебаний ядро достигает грушевидной формы, то могут образоваться фрагмент и остаточное ядро, удерживаемое нек-рое время, как и при α-распаде. Время жизни ядра относительно f-распада определяется вероятностью W «распадной» конфигурации и прозрачностью барьера. Т. к. W убывает с ростом амплитуды колебаний, то для деформиров. ядер в осн. состоянии (см. *Деформированные ядра*) вероятность f-распада велика. Действительно, ядра Ra имеют квадрупольную деформацию (эллипсоид) и актиноиды (грушевидная форма), к-рые приближают осн. состояние к f-распаду. Проницаемость барьера определяется его высотой, массой фрагментов и гл. обр. энергией распада Q_f. Действительно, в качестве остаточного конечного продукта при f-распаде практически всегда наблюдается ядро Pb с $A = 208$ ($Z = 82$, $N = 126$); f-распад с образованием такого дважды *магического ядра* характеризуется большой величиной Q_f.

Получение радионуклидов в результате ядерных реакций приводит к необходимости измерить мин. время распада, определяемого как радиоактивный, чтобы разделить стадии возникновения радионуклида и последующего его распада. Это время (10^{-10}—10^{-12} с) должно превышать время жизни возбуждённого составного ядра в ядерных реакциях.

За работы, связанные с открытием и исследованием Р., присуждено более 10 Ноб. пр. по физике и химии, в т. ч.: А. Беккерелю, П. и М. Кюри, Э. Ферми (E. Fermi), Э. Резерфорду, И. и Ф. Жолио-Кюри, Д. Хевеши (G. Hevesy), О. Гану (O. Hahn), Э. Макмиллану (E. McMillan) и Г. Сиборгу (G. Seaborg), У. Либби (W. Libby).

Лит.: Кюри М., Радиоактивность, пер. с франц., 2 изд., М., 1960; Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Учение о радиоактивности. История и современность, М., 1973; Hofmann S. и др., Proton radioactivity of ^{151}Lu, «Z. Phys.», 1982, Bd A 305, S. 111; Rose H. J., Jones G. A., A new kind of natural radioactivity, «Nature», 1984, v. 307, p. 245; Кадменский С. Г., Фурман В. И., Альфа-распад и родственные ядерные реакции, М., 1985.

В. П. Чечев, В. И. Фурман.

РАДИОАКТИ́ВНЫЕ РЯДЫ — см. *Радиоактивность.*

РАДИОАСТРОНО́МИЯ — раздел астрофизики, изучающий радиоизлучение астр. объектов.

Р. зародилась в нач. 30-х гг., когда К. Янский (K. Jansky) исследовал влияние помех на радиотелефонную связь и обнаружил изменение уровня шумов приёмника, коррелирующее с периодом вращения Земли (звёздным временем). Как показали дальнейшие исследования, это было радиоизлучение в центре Галактики. Первая радиокарта неба получена Г. Ребером (G. Reber) в 1940. Становление и дальнейшее развитие Р. связано с послевоен. периодом. Р. существенно расширила возможности астр. исследований, увеличив диапазон регистрируемых частот эл.-магн. излучения.

Радиотелескопы обладают высокой чувствительностью и разрешающей силой (по углу, частоте и времени). Это позволяет получать изображения объектов более высокого качества, чем в оптич. диапазоне, изучать быстроперем. процессы в космич. источниках.

Диапазон наземных радиоастр. наблюдений (длины волн от неск. миллиметров до ≈ 30 м) определяется прозрачностью атмосферы Земли. КВ-граница диапазона обусловлена поглощением молекул атмосферы, ДВ-граница — отражением и поглощением космич. радиоизлучения в *ионосфере*. На миллиметровых волнах становится существенным собств. излучение Земли и атмосферы, а на метровых — космич. (фоновое) радиоизлучение неба, к-рое имеет необычайно высокую яркость и растёт с увеличением длины волны (см. *Фоновое космическое излучение*). Для снижения влияния фонового радиоизлучения при регистрации сигналов от дискретных космич. радиоисточников применяются спец. методы приёма сигналов: радиоинтерференционный, диаграммной и частотной модуляции и др. (см. *Радиотелескоп*).

Непосредственно измеряемая величина в Р.— приращение *шумовой температуры* T_a антенны радиотелескопа (ΔT_a) при наведении её на исследуемый объект. Исследуемая величина — плотность потока радиоизлучения объекта $F = 2kT_b\,\lambda^{-2}\Omega$, где Ω — его угл. размер, T_b — *яркостная температура*, λ — длина волны принимаемого сигнала. Приращение $\Delta T_a = FA_э/2k$, где $A_э$ — эфф. площадь *антенны радиотелескопа*. Для компактных источников, угл. размеры к-рых меньше диаграммы направленности антенны (Ω_a), $\Delta T_a = T_b\Omega/\Omega_a$. Для протяжённых источников ($\Omega > \Omega_a$) $T_a \approx T_b$. Величина F может быть измерена путём определения ΔT_a и $A_э$ (абс. метод) либо по измерениям источника с известной плотностью потока (F_0), $F = F_0\Delta T_a/(\Delta T_a)_0$ (относит. метод). Точность измерений в Р. определяется полосой регистрации сигнала Δf, временем его накопления τ и шумовой темп-рой системы T_c, $\delta T \simeq T_c/\sqrt{\Delta f\tau}$ и равна ~ 10 мкК по темп-ре и неск. мкЯн по плотности потока (1 Ян = 10^{-26}Вт·м$^{-2}$·Гц$^{-1}$). Угл. разрешение радиотелескопа ($\sim\lambda/D$, где D — размер апертуры) весьма невелико из-за большой длины волны радиоизлучения и, как правило, не превышает разрешения невооружённого глаза (~1′). Для увеличения угл. разрешения используют *радиоинтерферометры* и системы *апертурного синтеза*. На основе крупных радиотелескопов создана глобальная радиоинтерферценц. сеть (разрешение выше одной мс дуги). Радиоастр. измерения благодаря гетеродинированию (см. *Радиоприёмные устройства*) позволяют проводить анализ сигналов на низких (промежуточных) частотах, что обеспечивает универсальность спектроанализаторов и высокое разрешение по частоте, вплоть до 1 Гц (если в этом есть необходимость). Спец. методы обработки на ЭВМ позволяют анализировать сигналы космич. радиоизлучения, предварительно записанные на магн. ленты, выделять в шумах искомый образ наблюдаемого объекта.

Наблюдаемое радиоизлучение космич. объектов определяется механизмом излучения, условиями генерации и распространения радиоволн, энергией излучающих частиц и магн. поля. Непрерывное излучение космич. источников обусловлено синхротронным и тепловым механизмами (см. *Синхротронное излучение*, *Тепловое излучение*). Излучение в узких радиолиниях связано с переходами между уровнями энергии атомов и молекул. В ряде случаев наблюдается мазерное усиление линий (см. *Мазерный эффект*). Одним из первых объектов исследования радиоастр. методами было *Солнце*. Источником мощного радиоизлучения на метровых волнах является корона Солнца, её яркостная темп-ра ~ 10^6 К, а эфф. угл. размер превышает 1°. Мощное радиоизлучение генерируется в радиопятнах — активных областях. Повышение чувствительности радиотелескопов позволило измерить темп-ры планет. Напр., темп-ра поверхности Венеры оказалась равной ≈600 К, что в последующем было подтверждено прямыми измерениями с помощью космич. аппаратов. Предметом исследований является и *межпланетная среда*, она же — и «инструмент» с высоким угл. разрешением (см. *Мерцаний метод*). Галактика содержит большое число мощных источников синхротронного радиоизлучения — *остатков вспышек сверхновых* звёзд, в их оболочках находятся электроны высоких энергий, к-рые излучают в магн. поле. К источникам этого типа относятся, напр., *Крабовидная туманность* и Кассиопея А. При взрывах нек-рых сверхновых сбрасывается оболочка звезды, а оставшаяся часть сжимается и превращается в нейтронную звезду — *пульсар* — источник импульсного излучения. В газопылевых комплексах протекают процессы формирования звёзд и планетных систем (см. *Звездообразование*), сопровождающиеся мощным мазерным излучением в линиях водяного пара (λ = = 1,35 см) и гидроксила (λ = 18 см). Ионизованный газ и пыль являются источниками теплового радиоизлучения. *Межзвёздная среда* заполнена релятивистскими частицами, к-рые создают фоновое синхротронное излучение, усиливающееся к плоскости Галактики. В межзвёздной среде возникают атомарные и молекулярные спектральные линии (в частности, *радиолиния водорода 21 см*). Во мн. случаях эти линии связаны с холодным газом и могут наблюдаться только в радиодиапазоне. Др. галактики также являются источниками радиоизлучения, но в связи с их большой удалённостью регистрируется радиоизлучение лишь наиб. мощных из них. Это — *квазары*, *радиогалактики*, лацертиды (см. *Объекты с активными ядрами*, *Ядра галактик*). Вселенная в целом — источник изотропного сантиметрового и миллиметрового радиоизлучений с темп-рой ок. 2,7 К — реликтом ранних стадий её эволюции (см. *Микроволновое фоновое излучение*).

Лит. см. при ст. *Антенна радиотелескопа*, *Апертурный синтез*.

Л. И. Матвеенко.

РАДИОАТМОСФЕ́РА СТАНДА́РТНАЯ — условная атмосфера, характеризуемая набором определ. высотных зависимостей параметров атмосферы, предназначенная для проведения оценочных расчётов разл. характеристик *распространения радиоволн*. Согласно [1], Р. с. условно определяется как такое состояние атмосферы, при к-ром зависимость ср. значения показателя преломления воздуха n от высоты h над поверхностью Земли $n(h) = 1 + a\exp(-bh)$, где a и b — пост. величины для данного климатич. района. Величина b составляет в ср. 0,136 км$^{-1}$, величина a меняется от ≈300·10^{-6} (у полюсов) до ≈400·10^{-6} (у экватора). Р. с. используется для расчёта эффектов *рефракции радиоволн*.

Описание Р. с. включает в себя нек-рые среднегодовые высотные профили тех атм. параметров, к-рые влия-

ют на распространение радиоволн данного диапазона [2]: высотные зависимости давления, темп-ры и влажности воздуха. С их помощью можно оценивать поглощение радиоволн сантиметрового и более коротковолновых диапазонов при проектировании систем связи и зондирования Земли из космоса.

Лит.: 1) CCIR, Rep. 563—2 «Radiometeorological data», XVI-th Plenary Assembly, Dubrovnik, 1986; 2) Standard Atmosphere supplements, Wash., D, C, 1966. *В. Н. Пожидаев.*

РАДИОВОЛНЫ (от лат. radio — излучаю) — *электромагнитные волны* с длиной волны λ от $5 \cdot 10^{-5}$ до 10^8 м (частотой f от $6 \cdot 10^{12}$ Гц до неск. Гц). В опытах Г. Герца (1888) впервые были получены эл.-магн. волны с λ в неск. десятков см. В 1895—99 А. С. Попов впервые применил эл.-магн. колебания с $\lambda \approx 10^2 - 2 \cdot 10^4$ см для осуществления беспроволочной связи на расстоянии. По мере развития радиотехники расширялся частотный диапазон (табл. 1) радиоволн, к-рые могут генерироваться, излучаться и приниматься радиоаппаратурой (см. *Радиопередающие устройства, Радиоприёмные устройства*). В природе существуют и естеств. источники Р.— во всех частотных диапазонах. Источником Р. является любое нагретое тело (*тепловое излучение*). Источники Р.— звёзды, в т. ч. Солнце, галактики и метагалактики. Р. генерируются и при нек-рых процессах, происходящих в земной атмосфере, напр. при разрядке молний (*атмосферики*), при возбуждении колебаний в ионосферной плазме.

Табл. 1.

Диапазон	Длина волны в вакууме	Частота колебаний
Сверхдлинные волны (СДВ)	100—10 км	3—30 кГц
Длинные волны (ДВ)	10—1 км	30—300 кГц
Средние волны (СВ)	1000—100 м	300—3000 кГц
Короткие волны (КВ)	100—10 м	3—30 МГц
Ультракороткие волны (УКВ):		
метровые	10—1 м	30—300 МГц
дециметровые	10—1 дм	300—3000 МГц
сантиметровые	10—1 см	3—30 ГГц
миллиметровые	10—1 мм	30—300 ГГц
Субмиллиметровые	1—0,05 мм	300—6000 ГГц

Табл. 2.

Номер полосы	Полоса частот*	Название полосы частот	Диапазон длин волн	Название диапазона
1	3—30 Гц	Крайне низкие (КНЧ)	100—10 Мм	Декамегаметровые
2	30—300 Гц	Сверхнизкие (СНЧ)	10—1 Мм	Мегаметровые
3	0,3—3 кГц	Инфранизкие (ИНЧ)	1000—100 км	Гектокилометровые
4	3—30 кГц	Очень низкие (ОНЧ) (*VLF*)	100—10 км	Мириаметровые
5	30—300 кГц	Низкие (НЧ) (*LF*)	10—1 км	Километровые
6	300—3000 кГц	Средние (СЧ) (*MF*)	1000—100 м	Гектометровые
7	3—30 МГц	Высокие (ВЧ) (*HF*)	100—10 м	Декаметровые
8	3—300 МГц	Очень высокие (ОВЧ) (*VHF*)	10—1 м	Метровые
9	300—3000 МГц	Ультравысокие (УВЧ) (*UHF*)	10—1 дм	Дециметровые
10	3—30 ГГц	Сверхвысокие (СВЧ) (*SHF*)	10—1 см	Сантиметровые
11	3—300 ГГц	Крайне высокие (КВЧ) (*EHF*)	10—1 мм	Миллиметровые
12	300—3000 ГГц	Гипервысокие частоты	1—0,1 мм	Децимиллиметровые

* Полосы частот включают наибольшую и исключают наименьшую частоту, а диапазоны длин волн включают наименьшую длину и исключают наибольшую.

Р. применяются для передачи информации без проводов на разл. расстояния (радиовещание, радиосвязь, *телевидение*), для обнаружения и определения положения разл. объектов (*радиолокация*) и т. п. Р. используются для изучения структуры вещества (см. *Радиоспектроскопия*) и свойств той среды, в к-рой распространяются; напр., с помощью Р. получены сведения о структуре *ионосферы* и процессах в ней. Исследование радиоизлучения космич. объектов — предмет *радиоастрономии*. В радиометеорологии изучают процессы в атмосфере по характеристикам принимаемых Р. Практич. использование Р. с темп или иными частотами связано с особенностями распространения Р., условиями их генерации и излучения (см. *Антенна*). В табл. 2 приведено деление Р. на диапазоны, установленное междунар. регламентом радиосвязи.

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

М. Б. Виноградова.

РАДИОГАЛАКТИКИ — галактики, являющиеся источниками мощного радиоизлучения (10^{42}—10^{44} эрг/с). Термин «Р.» возник в результате отождествления в 50-х гг. 20 в. ряда мощных источников космич. радиоизлучения с относительно слабыми источниками оптич. излучения — далёкими галактиками. Выделение Р. как особого класса галактик в известной степени условно, поскольку установлено, что практически все *галактики* излучают в радиодиапазоне (правда, с большим различием в мощности излучения — от 10^{37} до 10^{44} эрг/с). С Р. отождествлены десятки тыс. космич. радиоисточников.

По особенностям структуры, выявленным на основе наблюдений в оптич. диапазоне, Р. делят дополнительно на неск. типов. Наиб. мощными Р. являются т. н. D-галактики — Е-галактики с протяжёнными оптич. оболочками (коронами). Существуют Р. промежуточных типов: Р. типа DE занимают промежуточное положение между D-типом и чистым Е-типом; Р. типа DB обладают свойствами D-галактик, но отличаются ещё тем, что их центр. области выглядят раздвоенными. Это раздвоение в ряде случаев связано с проецированием на центр. область галактики мощного газово-пылевого диска. Наконец, сравнительно редкую группу Р. образуют т. н. N-галактики с ярким звездообразным ядром, обнаруживающим переменность блеска. В скоплениях галактик самые мощные радиоисточники всегда отождествляются с их ярчайшими членами — с т. н. D-галактиками.

Эллиптич. Е-галактики, как правило, довольно бедны межзвёздным газом. Однако в оптич. спектрах ядер Р. всегда присутствуют интенсивные эмиссионные линии разл. хим. элементов межзвёздной среды. По-видимому, наличие не связанного в звёздах газа в ядрах и околоядерных областях Е-галактик играет важную роль в энерговыделении, приводящем к образованию Р. Ширины эмиссионных линий (водорода, углерода и др. хим. элементов) свидетельствуют о больших скоростях внутр. движений газа в ядрах — от 300—600 км/с до неск. тысяч и даже десятков тысяч км/с.

У Р. в диапазоне частот от 10 МГц до 10—80 ГГц наблюдается, как правило, степенная зависимость спектральной плотности потока излучения F_ν от частоты $\nu (F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$; α — спектральный индекс; см. примеры спектров на рис. 1). Радиоизлучение имеет, несомненно, синхротронную природу — излучают релятивистские электроны, движущиеся в магн. полях Р. Важным свидетельством в пользу этого заключения служит наблюдаемая линейная поляризация радиоизлучения (в ср. 8—10%). Степень линейной поляризации возрастает до 40—60% для отд. компактных деталей структуры Р., что близко к предельно возможной степени поляризации (ок. 70%) синхротронного излучения и свидетельствует об определённой (в масштабах до десятков кпк) упорядоченности их крупномасштабных магн. полей. По оценкам, напряжённость магн. поля Р. составляет 10^{-4}—10^{-6} Э в протяжённых радиоструктурах и 10^{-2}—

10^{-4} Э в компактных околоядерных образованиях (см. *Магнитные поля галактик*).

Карты распределения радиояркости (радиоизофоты) показывают, что в Р., как правило, имеются два излучающих облака (компонента), располагающихся более или менее симметрично относительно галактики, видимой в оптич. лучах. Обычно излучающие в радиодиапазоне облака находятся в 10—100 кпк от галактики,

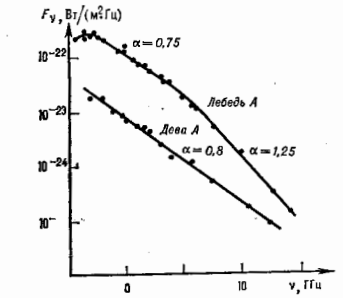


Рис. 1. Спектры радиоизлучения некоторых типичных радиогалактик.

за пределами её звёздной составляющей. Известны Р., в к-рых расстояние между компонентами достигает 2—5 Мпк. На радиоизофотах обычно хорошо видно, что ярчайшими участками радиокомпонентов являются их внеш. края. Компоненты имеют разл. протяжённость и объём, и если предположить, что плотности энергии магн. поля и релятивистских частиц в них примерно равны, то заключённая в них энергия может достигать 10^{58}—10^{60} эрг.

Пока нет общепринятой теории образования характерных для Р. двойных радиоисточников. Из анализа данных наблюдений следует, что радиоисточники образуются в результате выделения энергии в ядре галактики, но не взрывного характера, а более длительного (10^7—10^8 лет) и непрерывного, сопровождающегося выбросом струй плазмы с релятивистскими скоростями в двух противоположных направлениях. По-видимому, важную роль при этом играет дипольный характер магн. поля *ядра галактики*, из магн. полюсов к-рого вдоль силовых линий поля вытекают струи релятивистской плазмы. Со временем излучающие и радиодиапазоне облака плазмы расширяются, расстояние между ними увеличивается. О незатухающей активности ядер Р. свидетельствуют обнаруженные вблизи ядер компактные радиоисточники, наиб. контрастно выделяющиеся при наблюдениях в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн. У нек-рых Р. обнаружены (по синхротронному излучению) крупномасштабные остронаправленные струи выброшенного из ядер вещества, напр. выбросы («джеты») в Р. Дева А (NGC 4486, M87), NGC 6521. Повышенная яркость внеш. краёв компонентов двойной радиоструктуры связана, по-видимому, с явлением динамич. сжатия наружных частей плазменных облаков при движении их от галактик к периферии в результате взаимодействия с сравнительно плотной (10^{-3}—10^{-4} частиц/см³) межгалактич. средой.

В качестве конкретного примера Р. рассмотрим Р. Лебедь А — самый мощный внегалактич. источник радиоизлучения, расположенный в созвездии Лебедя. Отождествлён в 1951 с E-галактикой (DB-радиогалактикой) 16-й звёздной величины. *Красное смещение* галактики $z = 0{,}057$ (т. е. расстояние до неё ок. 200 Мпк). Газово-пылевой слой в центре галактики обусловливает характерное раздвоение её оптич. изображения. Оптич. методами обнаружено излучение сильноионизов. плазмы в области ядра галактики; установлено также, что галактика вращается вокруг оси, лежащей в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения и направленной вдоль прямой, соединяющей два ярких компактных компонента радиоизлучения. На рис. 2

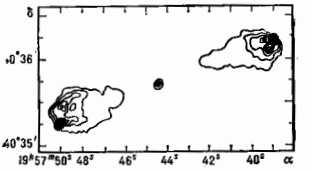


Рис. 2. Радиоизображение (радиоизофоты) галактики Лебедь А. Зачернены очень яркие области компонентов двойной структуры. Между ними расположен компактный радиоисточник в центре галактики; α — прямое восхождение, δ — склонение.

приведено радиоизображение Р. Лебедь А. Угл. расстояние между яркими областями компонентов двойной структуры ок. 2′ (что соответствует прибл. 80 кпк). Верх. предел скорости разлёта компонентов равен 0,02 с. В ядре галактики обнаружен компактный радиоисточник с уплощённым спектром (с малым значением спектрального индекса). Полная радиосветимость доминирующей в радиоизлучении двойной структуры $3 \cdot 10^{44}$ эрг/с, она сравнима с радиосветимостью двойных структур мн. квазаров. Спектр радиоизлучения (рис. 1) имеет излом, характерный для мн. двойных радиоисточников.

Лит.: Шкловский И. С., Радиогалактики, «УФН», 1962, т. 77, с. 3; Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976, гл. 1; Пахольчик А. Г., Радиогалактики, пер. с англ., М., 1980.

В. Н. Курильчик.

РАДИОГОЛОГРАФИЯ — метод записи, восстановления и преобразования волнового фронта эл.-магн. волн радиодиапазона, в частности диапазона СВЧ. Методы Р.— прямые аналоги методов оптич. *голографии*. Голографич. процесс в обоих случаях сводится к получению (регистрации) *голограмм* и восстановлению (реконструкции) изображения. Для регистрации используются непрерывные среды, чувствительные к излучению радиодиапазона (см. *Регистрирующие голографические среды*), и *радиоприёмные устройства*. В качестве непрерывных сред применяются плёнки холестерич. жидких кристаллов, тонкие плёнки жидкостей, плёнки антимонида индия, люминофоры и др. Оптич. свойства этих веществ (цвет, показатель преломления, плотность почернения, интенсивность свечения и др.) зависят от темп-ры и локально изменяются под действием тепла, выделяющегося при поглощении радиоволн. Для регистрации голограмм используются также матрицы газоразрядных диодов, светящихся под действием поля СВЧ. Для реконструкции видимого изображения обычно поверхность материала фотографируют, а затем восстанавливают изображение с помощью полученной оптич. голограммы.

При регистрации голограмм СВЧ с помощью радиоприёмных устройств предметная волна (рассеянная объектом) принимается антенной (зондом) и подаётся на нелинейный преобразователь (детектор). Опорная волна может существовать в пространстве одноврем. с предметной волной, образуя в ней интерференц. картину (естеств. способ), а может имитироваться изменением фазы (непрерывным или дискретным) в тракте опорной волны (искусств. способ). В Р. используются

одиночные сканирующие антенны и многоэлементные антенные системы (см. *Антенна*).

Р. применяется для моделирования и измерения параметров антенн. Измерение параметров и традиц. радиотехн. методах осуществляется вводом индикаторной антенны в дальнюю зону испытуемой антенны. Для совр. остронаправленных антенн дальняя зона находится на расстояниях ~десятков км, что делает измерения затруднительными, а часто невозможными. Голографич. методы позволяют определить параметры антенны в зоне Френеля вплоть до полей вблизи антенны. На нек-ром расстоянии от антенны регистрируются радиограмма и её оптич. модель — транспарант, помещение к-рой в когерентное световое поле образует распределение, подобное измеряемому. Полученное поле преобразуют системой лина так, что на выходе в определ. плоскости образуется распределение поля, соответствующее диаграмме направленности антенны. Обработка результатов измерения поля в раскрыве антенны может производиться на ЭВМ.

Р. используется для исследования удалённых объектов. Небольшая подвижная антенна принимает сигналы от перемещающегося объекта, к-рые записываются в виде радиограммы. Радиограмма преобразуется в оптич. модель, реконструкция изображения даёт детальную информацию об объекте. Метод радиолокатора с синтезируемой апертурой был использован на «Аполлоне-17» при облёте Луны (λ = 60, 20 и 2 м); он применяется при исследовании методом голографирования вращающейся планеты, перемещающейся относительно Земли (изображение Венеры в радиоволнах). Р. используется также для получения изображения объектов, скрытых оптически непрозрачными средами, для определения расположения отражающих участков тропосферы, для обработки сигналов больших антенных решёток и многоэлементных облучателей (космич. связь и навигация), радиосигналов (сжатие радиолокац. импульсов) и др.

Лит.: Бахрах Л. Д., Гаврилов Г. А., Голография, М., 1979; Радиоголография и оптическая обработка информации в микроволновой технике. (Сб. ст.), под ред. Л. Д. Бахраха, А. П. Курочкина, Л., 1980; см. также лит. при ст. *Голография*.

РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТР — инструмент для измерений с высоким угл. разрешением, состоящий из неск. антенн, разнесённых на большое расстояние и связанных между собой ВЧ-линией связи. Простейший Р. (аналог интерферометра Майкельсона) состоит из двух антенн (двухэлементный Р., рис. 1). Сигналы исследуемого радиоисточника принимаются антеннами, передаются по ВЧ-кабелю и суммируются (существуют также Р., в к-рых принятые сигналы предварительно детектируются, см. *Интерферометр интенсивности*). Принимаемые антеннами сигналы точечного источника имеют относит. запаздывание τ, к-рое определяется относит. положением источника θ и длиной базы B, $\tau = B\sin\theta/c$. Относит. запаздывание и, следовательно, разность фаз сигналов изменяются при движении источника по небесной сфере, в результате на выходе Р. возникают интерференц. максимумы и минимумы. Диаграмма направленности одиночной антенны оказывается промодулированной интерференц. лепестками. Ширина интерференц. лепестка $\lambda(B\cos\theta)^{-1}$ соответствует угл. разрешению Р. Чувствительность Р. определяется эфф. площадью антенн. Длина базы Р. ограничена ВЧ-линией связи, к-рая обычно не превышает неск. км. На больших длинах баз (до десятков км) используют ретрансляц. линии передач. В *радиоастрономии* для повышения чувствительности измерений сигналы принимают в возможно большей полосе частот Δf. Ширины

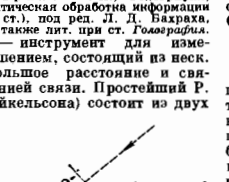


Рис. 1.

и положения интерференц. лепестков на разных частотах различны, что приводит к размытию интерференц. картины. И лишь там, где разность хода лучей равна нулю, интерференц. лепестки совпадают. Кол-во интерференц. лепестков обратно пропорционально ширине полосы, $N = f/\Delta f$. Поэтому при наблюдении радиоисточников на Р. проводят компенсацию разности хода сигналов.

Дальнейшим развитием Р. является р а д и о и н т е р ф е р о м е т р с о в е р х д л и н н о й б а з о й. Сигналы, принятые антеннами, когерентно преобразуются и записываются на магнитофоны. Когерентное преобразование сигналов проводится с помощью *квантовых стандартов частоты*. С их помощью осуществляется и синхронизация записей. Записи считываются с магн. лент спец. процессором, и выделяется корреляров. сигнал, соответствующий интерференционной картине. В этом случае линия передачи отсутствует и длины баз могут быть сделаны сколь угодно большими. Для компенсации относит. запаздывания сигналы считываются с соответствующей задержкой. Практически все крупные радиоте скопы мира объединены в единую глобальную радиоинтерференц. сеть. Угл. разрешение сети достигает предельного (в условиях Земли) значения [$\sim 10^{-4}$ секунды дуги (на $\lambda \sim 1$ см)].

В отличие от обычного телескопа, Р. регистрирует не изображение объекта $T_b(x,y)$ (T_b — *яркостная температура*, x,y — угл. координаты на небесной сфере, связанные с источником), а одну из пространственных гармоник этого изображения

$$A(u,v)\sim\iint T_b(x,y)\exp[2\pi i(ux+vy)]dxdy,$$

где u и v — *пространственные частоты*, равные проекциям вектора базы $\boldsymbol{B}$ на оси x и y соответственно, выраженные в длинах волн. Чтобы получить изображение объекта $T_b(x,y)$, необходимо измерить все гармоники этого изображения, т. е. провести наблюдения объекта на Р. с базами разной длины и ориентации. С помощью обратного преобразования Фурье

$$T_b(x,y)\sim\iint A(u,v)\exp[-2\pi i(ux+vy)]dudv$$

получают (синтезируют) изображение объекта. Практически наблюдения на Р. проводят в пределах всей видимости источника над горизонтом — при разных проекциях базы на радиоисточник. Проекции вектора базы описывает на небесной сфере эллипс (рис. 2), к-рый соответствует диапазону пространственных частот данного Р. Далее меняют расстояние между антеннами (Р. с базой перем. длины) и повторяют наблюдения. Для ускорения этого процесса одновремен. используют неск. антенн. Они образуют $n(n-1)/2$ двухэлементных Р. (n — число антенн) и т. о. существенно сокращают время наблюдений. Инструментами этого типа являются система апертурного синтеза (VLA) в Нью-Мексико (США), глобальная сеть Р. и др. (см. *Антенна радиотелескопа*).

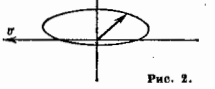


Рис. 2.

Радиоинтерференц. метод применяется не только для решения астр. задач, но и в геодезии, космич. навигации, для измерений подвижек земных платформ, движения полюсов Земли и т. д.

Лит. см. при ст. *Антенна радиотелескопа, Апертурный синтез.*

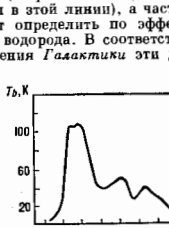
Л. И. Матвеенко.

РАДИОЛИ́НИЯ ВОДОРО́ДА 21 см — спектральная линия с длиной волны $\lambda \approx 21{,}1$ см, обусловленная переходами между подуровнями *сверхтонкой структуры* осн. уровня энергии атома водорода. Причиной сверхтонкого расщепления является взаимодействие спинов

ядра и электрона. Энергия атома при параллельном расположении спинов несколько больше, чем при антипараллельном. При изменении ориентации спина электрона на противоположную происходит испускание (или поглощение) кванта излучения с $\lambda \approx 21{,}1$ см (частота $\nu \approx 1420$ МГц). Принципиальная возможность излучения межзвёздным водородом Р. в. 21 см указана в 1945 Х. К. ван де Хюлстом (H. Ch. van de Hulst). В 1948 И. С. Шкловский рассчитал ожидаемую интенсивность радиолинии и показал, что она достаточна для того, чтобы Р. в. 21 см можно было обнаружить методами радиоастрономии. В каждом отд. атоме переход, рождающий квант радиоизлучения, происходит в ср. 1 раз за 11 млн. лет, но благодаря высокой распространённости атомарного водорода в межзвёздной среде радиолиния оказывается достаточно интенсивной. Р. в. 21 см обнаружена в 1951 почти одновремен. Х. Юэном (H. Ewen), Э. Пёрселлом (E. Purcell), К. Мюллером (C. Muller), Я. Оортом (J. Oort).

Р. в. 21 см оказалась эфф. средством исследования Вселенной. Ок. половины массы галактич. межзвёздного вещества составляет атомарный водород, находящийся в осн. состоянии. Его можно исследовать только по излучению Р. в. 21 см; никаким др. образом эта важнейшая составная часть космич. вещества себя не проявляет. Поэтому Р. в. 21 см даёт ценные, часто уникальные сведения о строении и распределении материи в космич. пространстве.

Интенсивность Р. в. 21 см содержит непосредств. информацию о числе атомов нейтрального водорода на луче зрения (за исключением направлений на нек-рые плотные облака, центр и антицентр Галактики, в к-рых межзвёздный газ непрозрачен в этой линии), а частота и профиль линии позволяют определить по эффекту Доплера *лучевые скорости* v_R водорода. В соответствии с моделью дифференц. вращения *Галактики* эти данные дают возможность определить расстояние до излучающих объектов, т. е. найти распределение нейтрального водорода. Исследования Р. в. 21 см позволили установить, что нейтральный водород в Галактике в осн. заключён в очень тонком (≈ 220 пк) и ровном слое около её плоскости. Лишь на периферии на расстояниях, превышающих 10—12 кпк от центра Галактики, слой водорода размывается до 1000 пк по толщине и отклоняется от галактич. плоскости. В распределении водорода довольно отчётливо выделяются спиральные рукава, к-рые прослеживаются до больших расстояний. На рис. приведён профиль Р. в. 21 см в направлении области Лебедь X ($\alpha = 20^h28^m$, $\delta = 42°$). Отчётливо видны максимумы излучения, соответствующие отд. спиральным рукавам. Наиб. интенсивный максимум при $v_R = 3$ км/с соответствует ближайшему к Солнцу т. н. Орионову рукану, максимум при $v_R = 40$ км/с — Персееву рукаву. Внутри рукавов нейтральный водород распределён неравномерно, в них выделяются вытянутые вдоль плоскости Галактики комплексы облаков с характерными размерами $\approx 200 \times 50$ пк. Получены данные о зависимости ср. концентрации нейтрального водорода от галактоцентрич. расстояния и о детальном распределении водорода в отд. галактич. областях, в т. ч. в *галактическом центре*.



Профиль радиолинии $\lambda = 21$ см в направлении области Лебедь X. По оси абсцисс отложена лучевая скорость (v_R), по оси ординат — яркостная температура линии (T_b).

Излучение Р. в. 21 см наблюдалось также от большого числа др. галактик, что позволило установить отношение массы нейтрального водорода к общей массе галактики в зависимости от её типа. Доля нейтрального водорода увеличивается при переходе от галактик типа Sa к неправильным, достигая для последних десятков процентов. Мин. кол-во нейтрального водорода найдено у эллиптич. галактик; для подавляющего большинства из них доля нейтрального водорода по массе составляет $\sim 0{,}1\%$. Для ряда ближайших галактик по Р. в. 21 см получены распределения нейтрального водорода в них и кривые вращения (см. *Вращение галактик*). Ценные данные получены также по *красному смещению* Р. в. 21 см. Линия зарегистрирована более чем от 100 галактик, изменение частоты линии соответствует удалению галактик с разл. скоростями (до $\sim 10^4$ км/с) при хорошей корреляции с красным смещением оптич. линий. Линия водорода, обнаруженная в спектре удалённого внегалактич. источника — квазара 3С 286, оказалась смещённой с частоты 1420,4 МГц до 839,4 МГц, что соответствует красному смещению $z = 0{,}692$. Полученные данные существенно способствовали развитию теории расширения Вселенной.

Обнаруженная в межзвёздной среде и ставшая эфф. средством исследования космич. пространства Р. в. 21 см нашла также важное земное применение. На её основе разработаны т. н. активные *квантовые стандарты частоты*. Для создания достаточной интенсивности Р. в. 21 см в земных условиях используют вынужденное испускание фотонов атомами водорода. Из источника, в к-ром под влиянием электрич. разряда при низком давлении происходит диссоциация молекулярного водорода, вылетает пучок атомов водорода. В сортирующем устройстве с помощью магн. поля происходит сортировка атомов: возбуждённые атомы поступают в кварцевую камеру, находящуюся в объёмном резонаторе, настроенном на частоту линии 21 см, а невозбуждённые — отклоняются в сторону. При достаточной плотности потока атомов, поступающих в камеру, в резонаторе возникает самовозбуждающаяся генерация на частоте Р. в. 21 см (подробнее см. *Водородный генератор*). Ширина Р. в. 21 см в таком водородном генераторе всего 1 Гц. По этой причине квантовый стандарт частоты, работающий на Р. в. 21 см, имеет высокую точность. В радиоастрономии этот стандарт как наиб. стабильный используется в качестве гетеродина в системах радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами.

Лит.: Шкловский И. С., Космическое радиоизлучение, М., 1956; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979.

Р. Л. Сороченко.

РАДИОЛОКАЦИО́ННАЯ АСТРОНО́МИЯ — раздел астрономии, исследующий тела Солнечной системы с помощью отражённых ими радиоволн, посланных передатчиком с Земли или космич. аппарата (КА). Объектами исследования Р. а. являются *планеты и спутники*, *кометы*, *солнечная корона*.

Радиолокация Луны, теоретически обоснованная в СССР в работах Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, впервые осуществлена в 1946 (Венгрия, США). Спустя 15 лет в Великобритании, СССР и США были получены эхо-сигналы от Венеры, к-рая ближе др. больших планет подходит к Земле. Чувствительность радиолокац. установок позволяет исследовать также Меркурий, Марс, Юпитер, Сатурн, их спутники, малые планеты (напр., Икар, Эрос) и кометы в периоды их сближения с Землёй. Радиолокац. исследования солнечной короны были начаты в 1959 (США).

В радиолокац. исследованиях небесных тел используются те же физ. принципы, к-рые лежат в основе обычной наземной *радиолокации*. Интенсивность радиоволн при радиолокации ослабляется обратно пропорционально четвёртой степени расстояния до исследуемого объекта. Из-за огромной величины межпланетных расстояний радиолокаторы, используемые для

исследования небесных тел, имеют антенны больших размеров и мощные передатчики. Напр., радиолокац. установка Центра дальней космич. связи в Крыму имеет антенну с диаметром гл. зеркала 70 м и оборудована передатчиками с мощностью непрерывного излучения неск. сотен кВт на волне 39 см и 6 см (см. *Антенна радиотелескопа*).

По сравнению с др. физ. методами исследования небесных тел радиолокация позволяет очень точно измерять расстояние от антенны радиолокатора до исследуемого объекта по запаздыванию отражённых объектом радиоволн. Благодаря этому Р. а. сыграла решающую роль в определении абс. размеров Солнечной системы, уточнив значение *астрономической единицы* (а. е.— ср. расстояние Земли от Солнца). По этим данным, 1 а. е.= 149597870±2 км.

В то же время анализ радиолокац. измерений показал, что и после внесения поправки в величину а. е. остаются значит. регулярные расхождения между фактическим и эфемеридным (вычисленным на основе оптич. наблюдений) положением планет относительно Земли, достигающие неск. сотен км. Для устранения расхождений была создана релятивистская теория движения планет земной группы, учитывающая данные радиолокац. наблюдений планет. Эта теория обеспечивает вычисление взаимных положений планет с погрешностью 1—3 км, что в 100 раз превышает точность прежних расчётов, основанных только на оптич. наблюдениях (СССР, США).

Уточнение взаимных положений планет сделало возможным не только вывод искусств. спутников на орбиты вокруг планет, но и доставку спускаемых аппаратов межпланетных станций в заданный район их поверхности. Высокая точность радиолокац. измерений была использована также для проверки теории тяготения Эйнштейна [4-й проверки общей теории относительности, предложенной И. Шапиро (I. Shapiro)].

При радиолокации непосредственно измеряется расстояние до ближайшей к наземному наблюдателю (антенне радиолокатора) точки поверхности планеты (центра видимого диска планеты), в то время как положение центра масс планеты определяется теорией движения планет, уточняемой в процессе самих измерений. Благодаря этому появляется возможность определить радиус планеты в этой точке. Вращение планет (Марса, Меркурия) позволяет исследовать рельеф их поверхности вдоль экватора между тропиками. Профиль высот поверхности Марса, полученный сов. исследователями по наблюдениям 1980, изображён на рис. 1. Трасса измерений прошла по склону гигантского вулкана Олимп (II), где отклонение достигло 17,5 км.

Рис. 1. Профиль высот поверхности Марса вдоль 21° северной широты. Горные массивы: I — Фарсида, II — Олимп, III — Элизий, IV — Большой Сирт. Низменности: V — Хриса, VI — Амазонис, VII — Исида.

Применение радиолокац. методов (наряду с др. радиоастр. методами) оказалось очень плодотворным в исследованиях Венеры. Поверхность этой планеты закрыта плотной атмосферой, непрозрачной в видимых, УФ- и ИК-лучах. Поэтому оптич. методами не удавалось установить период вращения Венеры и выяснить физ. условия на её поверхности. В то же время для радиоволн дециметрового диапазона атмосфера Венеры оказалась прозрачной, что позволило получить достоверные сведения о её поверхности.

Для определения периода и направления вращения Венеры использовано различие лучевых скоростей отд. участков вращающейся поверхности, к-рое приводит благодаря *Доплера эффекту* к уширению спектральной линии отражённых сигналов. Величина этого уширения пропорц. угл. скорости вращения планеты относительно наземного наблюдателя. Это вращение складывается из собств. вращения планеты в инерциальной системе координат и переносного движения системы координат относительно наземного наблюдателя. Результирующее изменение модуля угл. скорости вращения Венеры относительно наземного наблюдателя, вычисленное для неск. значений периода вращения планеты, представлено на рис. 2. На этом же графике нанесены эксперим. точки, полученные по

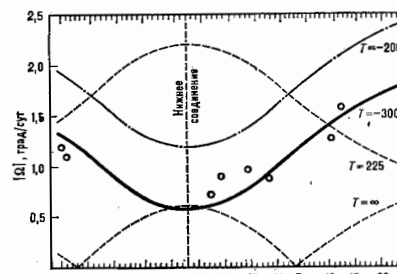


Рис. 2. Определение периода и направления вращения Венеры по наблюдениям вариаций уширения спектра отражённых волн. Кривые представляют изменение модуля угловой скорости Ω видимого вращения Венеры, вычисленное для ряда значений периода T в предположении, что ось вращения планеты перпендикулярна плоскости её орбиты. Экспериментальные точки лучше всего согласуются с кривой, соответствующей обратному вращению Венеры с периодом около 300 сут.

наблюдениям уширения спектра отражённых сигналов (СССР, 1962). Наблюдавшееся вращение имеет минимум вблизи ниж. соединения, что указывает на обратное вращение планеты. Вариации ширины спектра соответствуют периоду вращения ок. 300 земных суток. Дальнейшее уточнение периода и ориентации оси вращения было проведено по «наблюдению за радиояркими» областями её поверхности. Ось вращения Венеры почти перпендикулярна к плоскости эклиптики. Данные, полученные в СССР и США, указывают на то, что период вращения Венеры несколько меньше значения 243,16 сут, при к-ром Венера в каждом ниж. соединении должна быть обращена к Земле одной и той же стороной (т. н. синодич. резонанс).

Для исследования усреднённых по поверхности характеристик отражения планет используют как спектральные измерения, так и измерения, построенные на разделении отражённых сигналов по времени их запаздывания. В основе 2-го метода лежит то, что волновой

фронт излучения, падающего по лучу зрения *1* (рис. 3), постепенно «освещает» всё видимое полушарие планеты, начиная от ближайшей к наземному наблюдателю точки *O*, и отражённое излучение запаздывает в соответствии с расстоянием данного участка поверхности.

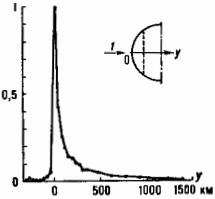


Рис. 3. Распределение энергии отражённых Венерой волн (вертикальная ось) по лучу зрения (горизонтальная ось *y*). Начало координат соответствует ближайшей к наземному наблюдателю точке поверхности планеты (центру диска). Резкий максимум в начале координат свидетельствует о наличии зеркального блика в центре диска планеты.

Распределение энергии отражённого Венерой излучения, полученное этим методом в 1962, представлено на рис. 3. Резкий максимум в точке, соответствующей центру диска планеты, говорит о наличии зеркального блика, присущего гладким поверхностям (заметим, что в оптич. диапазоне поверхности планет рассеивают диффузно). Величина коэф. отражения поверхности (0,12—0,18) такая же, как и у земных скальных пород на силикатной основе. Т. о., была установлена природа отражающей поверхности Венеры, подтверждённая прямыми измерениями со спускаемых аппаратов.

Хотя одиночные антенны не обладают той разрешающей способностью, какую имеют оптич. телескопы, разделение отражённых сигналов одноврем. по запаздыванию и частоте позволяет получать изображение поверхности планеты. С помощью крупнейших радиолокац. установок (Аресибо и Голдстон, США) получены изображения отд. участков обращённого к Земле в период сближения полушария Венеры с пространственным разрешением 10—20 км и несколько выше.

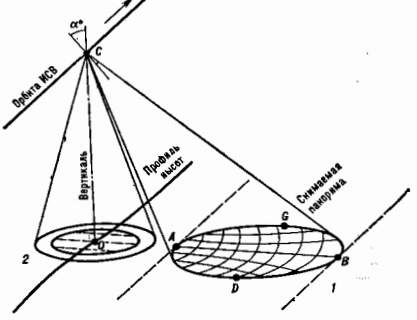


Рис. 4. Схема радиолокационной съёмки с космического аппарата: *1* — линии равных запаздываний (концентрические окружности с центром под спутником) и равных доплеровских смещений (гиперболы) в диаграмме направленности антенны бокового обзора; *2* — след диаграммы направленности антенны радиовысотомера.

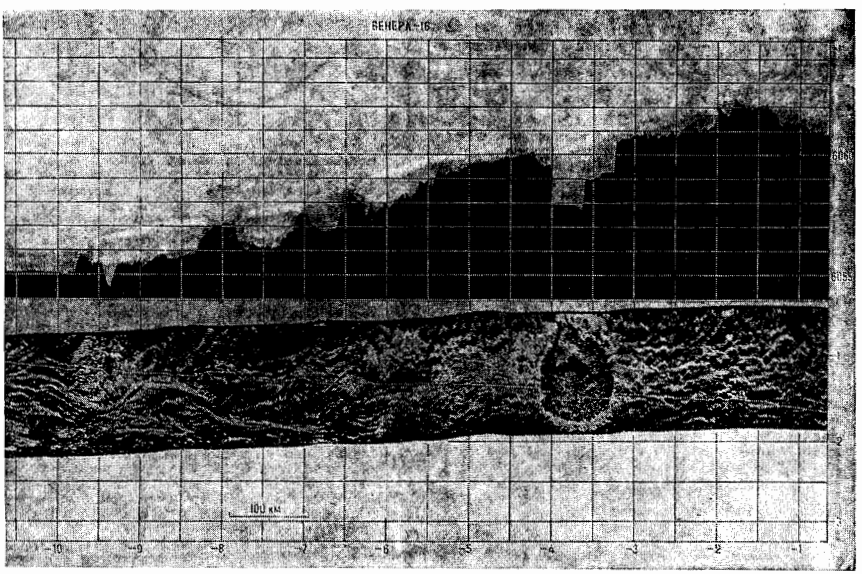


Рис. 5. Радиолокационное изображение района гор Максвелла на Венере, полученное космическими аппаратами «Венера-15», «Венера-16». Вверху приведён высотный профиль поверхности по трассе, отмеченной белой линией (отсчёт высоты ведётся от центра планеты). Изображённый фрагмент поверхности имеет длину 1100 км, ширину 150 км.

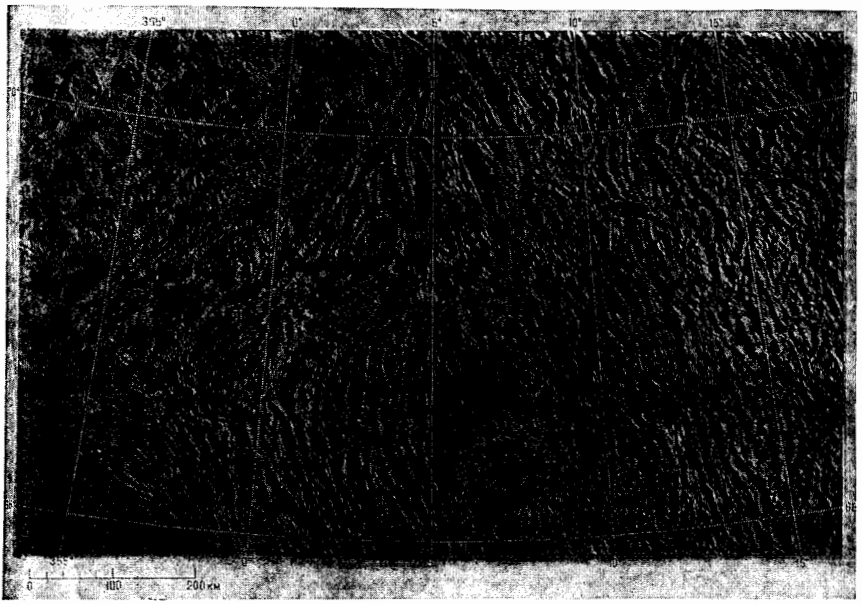


Рис. 6. Фрагмент карты гор Максвелла с кратером Клеопатры. Карта составлена из отдельных полос ежедневной съёмки поверхности Венеры с космического аппарата.

В 1980 с помощью радиовысотомера, установленного на космич. аппарате «Пионер-Венера» (США), проведена съёмка поверхности Венеры с разрешением ≈100 км. В 1983—84 радиолокац. съёмку всего сев. полушария Венеры выше 30° выполнили сов. космич. аппараты «Венера-15» и «Венера-16». Радиолокац. станция бокового обзора с синтезом апертуры (см. *Апертурный синтез*) на искусств. спутнике Венеры обеспечила пространственное разрешение 1—2 км (при съёмке с высот 1000—2000 км).

С помощью передатчика и антенны, установленных на спутнике, радиоволнами «освещается» нек-рый участок *ADBG* поверхности сбоку от трассы полёта (рис. 4). Элементы поверхности в пределах диаграммы направленности антенны находятся на разном расстоянии и движутся с разными радиальными скоростями при наблюдении их со спутника. Напр., точка *A* ваходится ближе, чем точка *B*, и отражённые ею сигналы будут приняты раньше. С др. стороны, точка *G* приближается к аппарату и отражённые ею сигналы вследствие эффекта Доплера будут выше по частоте, чем сигналы, отражённые точкой *D*, к-рая удаляется. Это и используется для разделения радиоволн, отражённых отд. элементами поверхности, и построения изображения.

На рис. 5 (внизу) изображён район гор Максвелла на Венере с кратером Клеопатры диам. ок. 100 км. Яркость видимых образований определяется в первую очередь углом, под к-рым их элементы встречают падающие на них радиоволны. Склоны горных образований, обращённые к космич. аппарату, выглядят светлыми, противоположные склоны — тёмными. Расшифровать видимые на снимках образования помогают измерения радиовысотомера. Он непосредственно измерял высоту космич. аппарата над ср. поверхностью планеты в пятне диам. 40—50 км (рис. 4). Благодаря спец. методике, учитывающей разброс высот и шероховатость поверхности в пятне, среднеквадратичная погрешность измерения высот не превышала 30 м. Трасса измерений высоты на рис. 5 показана белой линией. Кратер, к-рый пересекла трасса измерений высоты, расположен на склоне горного массива и имеет сложную форму. Из сопоставления изображения с профилем следует, что внутри большого кратера глубиной ок. 1,5 км находится второй, дно к-рого опущено ещё на 1 км.

Все радиоизображения, полученные в результате систематич. съёмки, продолжавшейся в течение 8 мес, были объединены, что позволило создать детальные карты, вошедшие в первый «Атлас поверхности Венеры». Фрагмент одной из карт приведён на рис. 6. В 1990 радиолокац. съёмка Венеры продолжена космич. аппаратом «Магеллан» (США). К 1992 осуществлена съёмка практически всей поверхности планеты при более высоком разрешении.

Атмосфера Венеры (а также плотные атмосферы Юпитера, Сатурна) оказывает влияние на распространение радиоволн, что используется для исследования физ. свойств атмосферы. С атм. поглощением связано, напр., резкое уменьшение отражат. способности Венеры на сантиметровых волнах (рис. 7). Причиной этого является нерезонансное поглощение эл.-магн. излучения в углекислом газе (из к-рого почти целиком состоит её атмосфера) и парах воды, возникающее в условиях высокого давления (до 100 атм у поверхности Венеры).

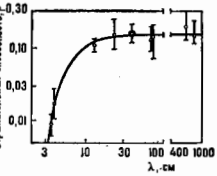


Рис. 7. Зависимость отражательной способности ρ Венеры от длины волны λ. Резкое уменьшение ρ в сантиметровом диапазоне вызвано поглощением электромагнитного излучения в атмосфере Венеры.

При радиолокации Юпитера отражённый сигнал не зарегистрирован. По-видимому, радиоволны практически полностью затухают в очень глубокой атмосфере Юпитера. Аналогично радиоволны должны затухать в атмосферах и др. планет-гигантов. В то же время кольца Сатурна оказались хорошим отражателем и рассеивают радиоволны подобно тому, как облака рассеивают видимый свет.

Если при радиолокации Луны, Венеры, Марса радиоволны отражаются от твёрдой поверхности, то при исследовании Солнца отражения приходят от ионизованного разреженного газа, образующего солнечную корону. Для исследования Солнца используют волны метрового диапазона. Более короткие волны проникают глубоко и затухают, прежде чем отразятся от к.-л. образований. Плазма солнечной короны не имеет резкой границы. В ней обнаружены неоднородности, движущиеся со скоростями до 200 км/с. Радиолокация позволяет исследовать динамику солнечной короны.

Лит.: Котельников В. А. и др., Развитие радиолокационных исследований планет в Советском Союзе, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, М., 1980; Кислик М. Д. и др., Единая релятивистская теория движения внутренних планет Солнечной системы, «ДАН СССР», 1980, т. 255, № 3, с. 545; Александров Ю. Н. и др., Вновь открытая планета. (Радиолокационные исследования Венеры с космических аппаратов «Венера-15» и «Венера-16»), в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 32, М., 1987; Атлас поверхности Венеры, М., 1989.
О. Н. Ржига.

РАДИОЛОКАЦИЯ — обнаружение и определение местоположения разл. объектов с помощью радиотехн. устройств. Первые радиолокац. станции (РЛС), называемые также радиолокаторами или радарами, появились в Великобритании, СССР и США в кон. 1930-х гг.

Принцип действия систем радиолокации состоит в обнаружении и регистрации вторичных радиоволн, отражённых (рассеянных) наблюдаемыми объектами (см. *Отражение радиоволн*, *Рассеяние радиоволн*) при облучении их эл.-магн. волнами радиолокац. передатчика. Приём вторичных радиоволн направленной *антенной* позволяет определять угл. положение объектов относительно радиолокатора, а измерение времени запаздывания отражённых сигналов по отношению к сигналам передатчика — удаление объектов от радиолокатора. Ур-ние Р. для мощности P_r принятого сигнала

$$P_r = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \frac{\sigma}{4\pi R^2} A_r,$$

где P_t — излучаемая мощность, G_t — усиление антенны на передачу, σ — эфф. площадь рассеяния (ЭПР) объекта, A_r — эфф. площадь поглощения приёмной антенны, R — дальность объекта Р.

Основные методы радиолокации. Наибольшее распространение получила активная импульсная Р. Вследствие того, что излучение зондирующего импульса заканчивается раньше прихода отражённого сигнала, для передачи и приёма в импульсных РЛС служит одна и та же антенна. Укрупнённая блок-схема РЛС изображена на рис. 1. Широкое применение в передающих устройствах РЛС нашли *магнетроны*, однако в большинстве современных РЛС передатчик построен по схеме *усилителя электрических колебаний* (с выходным каскадом на *клистроне* или *лампе бегущей волны*) и имеет задающий ВЧ-генератор, служащий также источником гетеродинного напряжения приёмника (см. также *Радиоприёмные устройства*), а *процессор* сигнала представляет собой цифровое устройство, на к-рое принятые сигналы поступают после аналогово-цифрового преобразователя. Устройство отображения выполняется обычно на *приёмных электронно-лучевых трубках* и даёт наглядную координатную и дополнит. информацию о наблюдаемых объектах, контролируемых зонах пространства и имеющихся помехах (напр., гидрометеорах). Направление на объект Р. в РЛС с механически управляемой антенной определяют по угловому её положению, при к-ром величина принимаемого сигнала достигает максимума; в РЛС с электронно управляемым лучом вместо угл. положения антенны измеряют угл. положение луча относительно нормали к раскрыву антенны.

Рис. 1.

Макс. дальность $R_{макс}$ обнаружения может быть выражена через энергию зондирующего сигнала E_t, для к-рого приёмник представляет собой согласованный фильтр:

$$R^4_{макс} = \frac{E_t G_t \sigma A_r}{(4\pi)^2 \rho E_ш} \eta,$$

где $E_ш$ — энергия шума в приёмной системе, ρ — отношение сигнала к шуму, обеспечивающее обнаружение с заданной вероятностью при заданном уровне ложных тревог, $\eta < 1$ — коэфф. потерь полезной энергии. Вероятность обнаружения D и вероятность ложных тревог $F_{л.т.}$ — связанные параметры. Простейший вид эта связь имеет для обнаружения по одному импульсу сигнала с релеевским распределением амплитуды:

$$\ln D = \frac{\ln F_{л.т.}}{\rho+1}.$$

Требуемая энергия зондирования может быть сосредоточена в одном импульсе или в группе из n когерентных импульсов (т. е. импульсных «вырезок» из единого синусоидального колебания; при этом напряжение сигнала на выходе возрастает в n раз в сравнении с одним импульсом). Возможно также увеличить энергию сигнала за счёт некогерентного интегрирования импульсов на видеочастоте; в этом случае не потребуется поддержания определённых фазовых соотношений между импульсами на высокой и промежуточной частотах, но напряжение на интеграторе будет возрастать только как $\sqrt{n}$. В теории Р. доказывается, что существует оптимальный приём, при к-ром достигается наибольшее возможное при данной энергетике превышение сигнала над шумом на выходе «согласованного фильтра» (*фильтра электрического*, импульсная характеристика к-рого является «зеркальным отражением» на оси времени). Когерентный приём позволяет приблизить энергетику РЛС к теоретич. пределу.

При когерентном приёме может существенно проявляться отличие несущей частоты отражённого под-

вижным объектом сигнала от частоты облучающего сигнала. Эта разность, называемая доплеровским сдвигом частоты, $f_д = 2v_р/\lambda$, где $v_р$ — радиальная скорость объекта, λ — длина волны (см. *Доплера эффект*). При длительности пачки $t_к$ когерентно накопляемых импульсов полоса частот пачки и полоса доплеровского фильтра равны $\Delta f_к = 1/t_к$. При $f_д > \Delta f_к$ возможно выделять сигналы подвижных объектов на фоне неподвижных предметов или земной поверхности, находящейся на той же дальности. РЛС, использующие данный эффект, наз. импульсно-доплеровскими. В Р. применяется и др. способ выделения сигналов подвижных объектов на фоне мешающих отражений — селекция движущихся целей, основанная на чересопериодном вычитании последовательно принимаемых сигналов на промежуточной частоте.

По характеру функционирования радиолокаторы разделяются на 2 осн. класса: РЛС обзора и РЛС сопровождения. РЛС обзора периодически зондируют все угл. направления сектора ответственности, обнаруживают движущиеся объекты и прокладывают трассы их движения в проекции на земную поверхность (двухкоординатные РЛС) или в пространстве (трёхкоординатные РЛС). Период осмотра пространственного сектора пропорционален ср. мощности зондирующих сигналов РЛС. РЛС сопровождения в течение всего рабочего цикла измеряет координаты движущихся относительно РЛС объектов. Многофункциональные РЛС совмещают обзор и сопровождение. В полной мере многофункциональность реализуется в РЛС с фазируемой *антенной решёткой* (ФАР), обеспечивающей практически безынерционное перемещение антенного луча в угл. секторе, достигающем для плоской ФАР 120° (рис. 2; по горизонтали — время, по вертикали — угл. положение антенного луча по азимуту; вытянутые по оси времени прямоугольники отображают процесс обзора; горизонтальный размер малых прямоугольников — время обслуживания одного угл. направления, на протяжении к-рого обзор пространства прерывается). На каждом азимуте луч шириной θ задерживается на время $t_Е$ зондирования сектора ответственности по углу места (на рис. не показан), после чего цикл повторяется на смежном азимуте. Наряду с обзором ведётся сопровождение объектов на азимутах β_1 и β_2.

Основные параметры РЛС. Разрешающая способность и точность определения координат являются корреляров. характеристиками РЛС. Разрешающая способность по угл. координате приближённо равна ширине θ антенного луча, а среднеквадратичное значение случайной шумовой ошибки сопровождения

$$\sigma_\theta = \theta/\sqrt{2\rho h},$$

где ρ — отношение сигнала к шуму по мощности, h — число эффективно интегрируемых выборок для системы сопровождения. Помимо шумовой ошибки имеются др. случайные ошибки, так что как бы велик ни был сигнал, угл. ошибка не стремится к нулю. Из наиб. распространённых способов измерения угл. координат («на проходе», путём конич. сканирования, переключением диаграммы, моноимпульсным методом — см. рис. 3) наиб. точность даёт последний метод. В сантиметровом диапазоне достигнута минимальная суммарная ошибка измерения угла порядка 0,01 θ. Разрешающая способность РЛС по дальности $\Delta R = c/2\Delta f_с$, где $\Delta f_с$ — ширина спектра зондирующего сигнала. Среднеквадратичное значение случайной шумовой ошибки измерения дальности при сопровождении

$$\sigma_R = \Delta R/\sqrt{2\rho h}.$$

Для увеличения дальности действия РЛС необходимо повышать энергию зондирования, что достигается либо увеличением мощности в импульсе, либо уве-

Рис. 2.

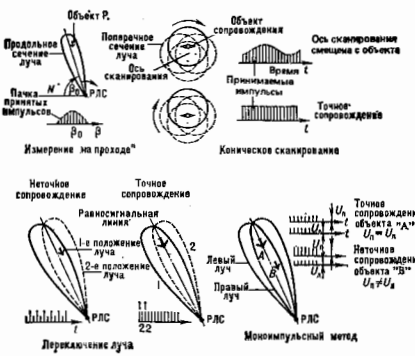


Рис. 3.

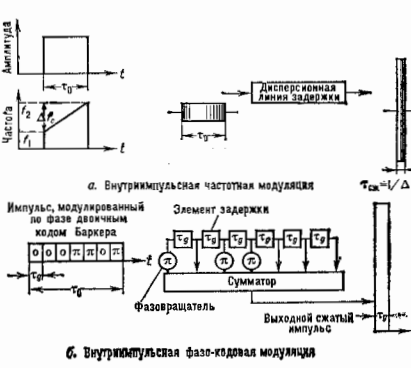


Рис. 4.

личением его длительности. Второй путь предпочтительнее, т. к. устраняет ряд инженерных проблем, связанных с более высокими электрич. напряжениями. Но для сохранения при более длит. импульсах заданного разрешения по дальности требуется внутриимпульсная частотная модуляция (ЧМ) или фазо-кодовая модуляция (ФКМ), обеспечивающая ширину спектра Δf_c зондирующих сигналов, равную $c/2\Delta R$, где c — скорость света. От длительности зондирующего импульса разрешение не зависит, но при обоих видах модуляции от неё зависит уровень мешающих боковых лепестков и ширина области их существования.

В случае внутриимпульсной линейной ЧМ принимаемый отражённый сигнал после преобразования на промежуточную частоту (см. *Преобразование частоты*) поступает на частотно-дисперсионную линию задержки (рис. 4, *а*), на выходе к-рой появляется сжатый импульс длительности $1/\Delta f_c$. При внутриимпульсной ФКМ принимаемый отражённый сигнал после преобразования на промежуточную частоту поступает на *линию задержки* с отводами (рис. 4, *б*), отображающими кодовую последовательность ФКМ зондирующего импульса и снабжённую такими фазосдвигающими элементами в отводах, к-рые обеспечивают синфазное суммирование всех парциальных сигналов при достижении импульсом конца линии задержки; при этом на сумматоре появляется сжатый импульс длительностью $1/f_c$.

Применение линий задержки, сумматоров, частотных фильтров, временны́х селекторов в виде аналоговых устройств сопряжено с рядом неудобств, обусловленных их нестабильностью, необходимостью регулировки, сложностью и высокой стоимостью. Поэтому в совр. РЛС широко применяется цифровая обработка принимаемых сигналов. Для цифровой обработки принятый сигнал после преобразования частоты и усиления подаётся на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), на выходе к-рого получаются выборки сигнала в виде двоичного цифрового кода, несущие в себе информацию как об амплитуде, так и о фазе принятого сигнала. Далее все операции производятся с помощью цифровых фильтров, интеграторов и устройств для селекции движущихся целей. Широкое применение в цифровых процессорах сигнала находит быстрое *Фурье преобразование*, резко снижающее требования к объёму вычислений и позволяющее осуществить многоканальную фильтрацию в частотной области. Важнейшее значение имеют характеристики АЦП: его разрядность определяет динамич. диапазон приёмника РЛС, его быстродействие — достижимое разрешение по дальности. Совр. АЦП обеспечивают быстродействие 20 МГц при 12 разрядах.

В наземных и корабельных РЛС используются гл. обр. дециметровые и сантиметровые волны. В самолётных РЛС, где габариты антенн строго ограничены, применяются только короткие сантиметровые волны. Имеются также РЛС на волнах 8 мм и даже 3 мм. Ограничение длины волны снизу определяется резко возрастающими с уменьшением λ потерями в атмосфере.

Кроме активных радиолокаторов, работающих по отражённому сигналу, существуют пассивные радиолокаторы, использующие естеств. излучение объектов (радиометры). Такие устройства могут непосредственно измерять только угл. координаты.

Лит.: Современная радиолокация, пер. с англ., М., 1969; Справочник по радиолокации, под ред. М. Сколника, пер. с англ., т. 1—4, М., 1976—79; Кук Ч., Бернфельд М., Радиолокационные сигналы, пер. с англ., М., 1971; Теоретические основы радиолокации, под ред. Я. Д. Ширмана, М., 1970; Леонов А. И., Фомичев К. И., Моноимпульсная радиолокация, 2 изд., М., 1984.

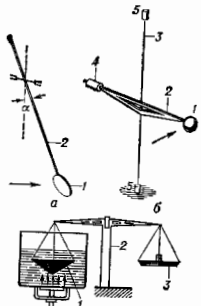
Т. Р. Брахман.

РАДИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возбуждаемая ядерными излучениями (α-частицами, электронами, протонами, нейтронами, γ-излучением), а также жёстким рентг. излучением.

РАДИОМЕТР (от лат. radio — излучаю и греч. metréō — измеряю) — 1) прибор для измерения энергии эл.-магн. излучения, основанный на его тепловом действии (см. *Болометр*). 2) Приёмное устройство *радиотелескопа*. 3) Прибор для измерения активности радиоакт. источников (см. *Радиометрия*). 4) Прибор для измерения *давления звукового излучения* (см. *Радиометр акустический*).

РАДИОМЕТР АКУСТИЧЕСКИЙ — прибор для измерения давления звукового излучения и, следовательно, плотности энергии звуковой волны, интенсивности звука и др. параметров волны. Посредством Р. а. измеряют обусловленную *давлением звукового излучения* радиац. силу $F_р$, действующую на помещённое в звуковое поле препятствие (приёмный элемент).

Приёмный элемент Р. а. обычно выполнен в виде лёгкого диска, шарика или конуса, размер к-рых d, как правило, много больше длины УЗ-волны λ. Радиац. сила смещает приёмный элемент из положения равновесия. При определ. отклонении действие её уравновешивается силами, зависящими от конструкции Р. а.: в Р. а. маятникового типа (рис., *а*) — это компонента силы тяжести, возникающая при отклонении подвеса



Схемы некоторых конструкций радиометров: *а* — маятникового типа (*1* — приёмный элемент, *2* — жёсткое коромысло с иглами-чатым креплением в агатовых подпятниках или нить подвеса); *б* — типа крутильных весов (*1* — приёмный элемент, *2* — жёсткое коромысло, *3* — упругая растянутая тонкая нить, *4* — грузик, уравновешивающий приёмный элемент, *5* — растяжки, регулирующие натяжение нити); *в* — типа рычажных весов (*1* — приёмный конический элемент, *2* — рычажные весы, *3* — чашка с разновесами). Стрелками показано направление распространения УЗ.

на определ. угол; в Р. а. типа крутильных весов (рис., *б*) — это упругий момент закручивания нити; в ряде конструкций Р. а. упругая сила создаётся пластинчатой или спиральной пружиной, изгибом тонкого стеклянного волокна и т. п. В наиб. точных компенсационных Р. а. внеш. сила возвращает приёмный элемент в исходное положение равновесия. Простейший тип такого Р. а.— чувствительные рычажные весы (рис., *в*), где действие силы $F_р$ на одну из чашек компенсируется снятием разновесов с др. чашки. Более точны эл.-динамич. или эл.-магн. системы компенсаций, применяемые для разл. конструкций Р. а.

В Р. а. без компенсации малые смещения приёмного элемента определяют с помощью микроскопа, а малые повороты — по отклонению светового луча, отражающегося от зеркальца на подвижной системе Р. а.

При определении ср. плотности звуковой энергии E и интенсивности УЗ I необходимо принимать во внимание зависимость силы $F_р$ от ориентации приёмного элемента, от его формы и коэф. отражения звука по амплитуде R, а также от соотношения d и λ. В приёмном элементе в виде диска диам. $d \gg \lambda$

$$F_р = ES(1+R^2)\cos^2\theta = c^{-1}IS(1+R^2)\cos^2\theta,$$

где c — скорость звука, S — площадь диска или площадь поперечного сечения УЗ-пучка (меньшая из площадей), θ — угол между направлением распространения волны и нормалью к диску. При несоблюдении условия $d \gg \lambda$ вводится дифракц. поправка.

Метод Р. является одним из наиб. простых методов абс. измерения интенсивности УЗ в области средних и высоких частот. Однако Р. а. инерционен и подвержен

влиянию *акустических течений*, что снижает точность измерений. Мин. интенсиность, измеряемая с помощью чувствительных Р. а., лежит в области 10^{-4}—10^{-5} Вт/см².

Лит.: Матвушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982.

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение силы отталкивания между двумя поверхностями, поддерживаемыми при разных темп-рах T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$) в помещёнными в разреженный газ. Отталкивание объясняется тем, что молекулы газа, ударившись о 1-ю поверхность, отскакивают с более высокой кинетич. энергией, чем молекулы, провзаимодействовавшие со 2-й поверхностью. В результате поверхность холодной пластины, обращённая к горячей, бомбардируется частицами, имеющими в ср. больший импульс, чем др. её сторона. Благодаря разнице импульсов, передаваемых при ударе молекул противоположным стенкам пластины, возникает сила отталкивания. При достаточном разрежении газа, т.е. когда длина свободного пробега молекул превышает расстояние между пластинами, сила отталкивания, приходящаяся на единицу площади пластины, равна

$$F=\frac{1}{2}\,p\left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}}-1\right),$$

где p — давление газа. При более высоком давлении газа «горячие» молекулы теряют часть энергии при столкновениях с «холодными» молекулами. В общем случае

$$F=\frac{1}{c}\left(\frac{p}{a}-\frac{b}{p}\right),$$

где a, b и c — эмпирич. коэффициенты.

На Р. э. основано действие радиометра Крукса (вертушки Крукса) и радиометрич. манометра.

РАДИОМЕТРИЯ — совокупность методов измерений активности (числа распадов в единицу времени) радионуклидов, содержащихся в радиоакт. источниках. Родоначальники — Э. Резерфорд (E. Rutherford) и Х. Гейгер (H. Geiger), впервые в 1903 измерившие число α-частиц, испускаемых в 1 с 1 г Ra (уд. активность). В 1899 Ю. Эльстер (J. Elster) и В. Г. Гайтлер (W. H. Heitler) установили экспоненциальное убывание со временем числа атомов чистого радионуклида.

Активность. Осн. закон радиоакт. распада имеет вид:

$$\frac{dN}{dt}=-\lambda N=-\ln 2N/T_{1/2}, \qquad (1)$$

где N — число атомов радионуклида, λ — постоянная распада, $T_{1/2}$ — *период полураспада* (см. *Радиоактивность*). Кол-во атомов, оставшееся спустя промежуток времени t, определяется соотношением

$$N(t)=N_0\exp(-\lambda t). \qquad (2)$$

Постоянная распада λ практически не зависит от таких внеш. факторов, как давление, темп-ра и т. д.; в нек-рых случаях наблюдается слабая зависимость от хим. окружения, напр. для ^{90m}Nb в металле по сравнению с ^{90m}Nb во фторидном комплексе изменение λ достигает почти 4% (индекс «м» означает изомерное состояние, см. *Изомерия ядерная*). Активность A радионуклида определяется выражением

$$A=\lambda N, \qquad (3)$$

где λ выражена в с.

Единицей активности в системе СИ является Беккерель (Бк), равный 1 распаду в 1 с. Исторически первая единица активности Кюри (Ки) была установлена как активность газа Rn, находящегося в равновесии с 1 г Ra. В 1950 она была принята равной $3{,}7\cdot10^{10}$ распадов в 1 с. Активность, отнесённую к массе образца, наз. массовой, к объёму — объёмной.

Для характеристики содержания *трития* Т в объектах внеш. среды используют т. н. тритиевую единицу ТЕ, она соответствует концентрации Т, при к-рой один его атом приходится на 10^{18} атомов водорода. В 1963 Национальное бюро стандартов США рекомендовало заменить термин «тритиевая единица» (ТЕ) термином «тритиевое отношение» (ТО): 1 ТО ≡ 1 ТЕ = $6{,}686\cdot10^{7}$ ат. Т·кг$^{-1}$ = $3{,}193\cdot10^{-12}$ Ки·кг$^{-1}$ = 0,1181 Бк·кг$^{-1}$ [цезиевая единица (ЦЕ) была принята для отношения активности ^{137}Cs к массе К в организме, продуктах питания и т. д.; 1 ЦЕ = 37 Бк·кг$^{-1}$ ≈Ки·г$^{-1}$].

Активность A находят, измеряя интенсивность излучений, сопровождающих распад, или определяя кол-во радиоакт. атомов в источнике. Напр., активность ^{99}Tc в виде кусочка чистого металла определяют взвешиванием; активности 1 Бк соответствует число атомов Tc, рввное 1,443 $T_{1/2}$; активности 1 Ки соответствует $3{,}6\cdot10^{23}$ атомов Tc и масса 59 г.

Измерения активности подразделяют на абс. и относительные (сравнение воздействия радионуклида, содержащегося в источнике, с аналогичным воздействием от эталонированного источника). Методы измерений различают по способу приготовления источника, геометрии измерений, виду излучения, типу *детектора*, используемому фпз. эффекту, способам обработки информации, уровням измеряемых активностей.

По способу приготовления образца выделяют методы «бесконечно тонкого» и «бесконечно толстого» слоёв, метод количеств. перевода радиоакт. «метки» в определ. хим. формы для получения удобных для измерения жидкостей и газов и др. Метод «бесконечно тонкого» слоя основан на приготовлении источника с пренебрежимо малым поглощением излучения радионуклида в самом источнике. В случае «бесконечно толстого» слоя толщина радиоакт. слоя в источнике больше макс. пробега испускаемых частиц.

По геометрии измерений выделяют т. н. 4π-геометрию, промежуточную и измерения в малом телесном угле. В 4π-геометрии детектор окружает источник со всех сторон. Это осуществляется при помощи газоразрядных т. н. 4π-счётчиков или наполнением счётчика активным газом. Близкая к 4π геометрия осуществляется в жидкостных *сцинтилляционных детекторах*, *ионизационных камерах*, полупроводниковых и др. детекторах с каналами («колодцами») для размещения источников. В случае низкой массовой активности источники размещают непосредственно на детекторе. Для снижения минимально детектируемой массовой активности детектор окружают контейнером с препаратом (Маринелли, 1950).

По используемому эффекту методы измерения активности подразделяются на ионизационные, газоразрядные, сцинтилляционные, калориметрич., масспектрометрич., фотометрич. и др. Название приборов содержит указание на метод измерения, геометрию и вид излучения, напр. 4π-Х-счётчик высокого давления (Х — рентген), *полупроводниковый детектор* Ge(Li), сцинтилляционный детектор NaI(Tl) и т. д.

По способам обработки информации от детекторов выделяют метод интегрального счёта, *совпадений метод*, позиционно-чувствит. методы и др. Интегральные методы применяют при измерении активности чистых радионуклидов или при относит. измерениях с помощью стандартных образцов. Спектрометрич. методы регистрируют как интенсивность излучения, так и его спектр; они позволяют селективно измерять активность отд. радионуклидов в их смесях. Методы совпадений и антисовпадений используют как для повышения селективности измерений радионуклидов, обладающих каскадным излучением, так и для абс. измерений. Если распад сопровождается каскадным испусканием двух излучений разного рода или разных энергий, в установку включают два детектора, настроенных на раздельную регистрацию этих излучений. При этом актив-

ность радионуклида находят с помощью выражения:

$$A=\frac{n_1 n_2}{n_{12}}B\left(\frac{n_1}{n_{12}}\right), \quad (4)$$

где n_1, n_2 — скорости счёта от каждого детектора, n_{12} — скорость совпадений, ф-ция $B(n_2/n_{12}) \to 1$ при $(n_2/n_1) \to 1$.

Позиционно-чувствительные системы применяют при хроматографич. анализе радиоакт. препаратов. Установки, включающие ЭВМ, со спец. детекторами позволяют находить распределения источников излучения на разных сечениях исследуемого объёма (эмиссионная томография). Такие установки дают возможность изучать распределение в организме веществ, меченых γ-излучающими радионуклидами (гамма-камеры).

Эффективность регистрации γ-излучения. Отношение общего числа импульсов, поступающих от детектора (независимо от энергии, потерянной в его чувствит. объёме), к числу попаданий в детектор наз. полной счётной эффективностью. При работе с *гамма-спектрометрами* наиб. часто определяют сумму импульсов в пике полного поглощения. Т. к. осн. часть импульсов в цикле полного поглощения обычно связана с фотоэффектом, то говорят об фотоэффективности (см. *Гамма-излучение*).

Для сравнения детекторов используют относит. эффективность — отношение эффективностей регистрации данного детектора и сцинтилляционного детектора NaI(Tl) диам. и высотой 76,2 мм в пике полного поглощения при энергии γ-излучения $\mathscr{E}_\gamma = 1332$ кэВ (источник — ^{60}Co) или 661,7 кэВ (^{137}Cs). Напр., для полупроводникового детектора Ge(Li) с чувствит. объёмом 130 см^3 относит. эффективность для фотонов с $\mathscr{E}_\gamma = 1332$ кэВ порядка 25%. Его энергетич. разрешение при этом в 50 раз лучше, чем у NaI(Tl).

Эффективность регистрации зависит от энергии γ-излучения $\mathscr{E}_\gamma$ (кривая эффективности). В спектрометрич. режиме наиб. важна кривая фотоэффективности. Её обычно измеряют, используя т. н. образцовые спектрометрич. γ-источники с радионуклидами: ^{22}Na, ^{54}Mn, ^{57}Co, ^{60}Co, ^{65}Zn, ^{88}Y, ^{109}Cd, ^{113}Sn, ^{125}I, ^{133}Ba, ^{137}Cs, ^{139}Ce, ^{152}Eu, ^{158}Cd, ^{203}Hg, ^{228}Th, ^{241}Am и др. Для таких источников с высокой точностью определены активности радионуклидов, кол-ва γ-квантов в определ. спектральных линиях, испускаемые в 1 с в угле 4π. При исследовании внеш. среды, а также излучения человека используют образцовые объёмные источники, создаваемые часто на основе радиоакт. растворов.

В области энергии γ-квантов $\mathscr{E}_\gamma \sim 200$—$2500$ кэВ зависимость эффективности регистрации F от $\mathscr{E}_\gamma$ описывается ф-лой:

$$\ln F=a_1+a_2\ln\mathscr{E}_\gamma+a_3(\ln\mathscr{E}_\gamma)^2. \quad (5)$$

В частном случае полупроводникового детектора

$$\ln F+25=\ln F\frac{2}{\pi}\mathrm{arctg}[\exp(a_4+a_5\ln\mathscr{E})+a_6(\ln\mathscr{E}_\gamma)^2], \quad (6)$$

где a_1, ..., a_3 — численные коэффициенты. При замене одного детектора другим эффективность в пике полного поглощения ($\mathscr{E}_\gamma \leqslant 3$ МэВ) определяется соотношением:

$$\ln F=\mathrm{const}+S\ln\mathscr{E}, \quad S=a\ln V_{\text{акт}}+b, \quad (7)$$

где $V_{\text{акт}}$ — активный объём детектора, $a = 0{,}6246$; $b = -2{,}136$. Для диапазона энергий $\mathscr{E}_\gamma \sim 60$—$3050$ кэВ при измерении в чашечках Петри и в сосудах Маринелли эффективность описывается ф-лой:

$$\ln F=a_1-[a_2+a_3\exp(-a_4\mathscr{E})]\exp(-a_5\mathscr{E})\ln\mathscr{E}. \quad (8)$$

Погрешности измерений. Потери счёта η в установках обусловлены мёртвым временем установки и неизбежностью случайных совпадений. Мёртвым временем $\tau_м$ наз. время нечувствительности детектирующей системы вслед за попаданием в неё частицы (фотона). Мёртвое время может быть продлевающимся или фиксированным. В первом случае $\eta = \exp(-n\tau_м)$, во втором $\eta = (1 + n\tau_м)^{-1}$, где n — скорость счёта. Часто $\tau_м = f(n)$, напр. $\tau_м = a_0 + a_1 n$. Параметры a_0, a_1 определяют экспериментально с короткоживущим радионуклидом, напр. ^{113m}In ($T_{1/2} = 99{,}48$ мин).

В пике полного поглощения γ-квантов потери счёта могут вызываться одновременной регистрацией событий, произошедших в каскаде, и случайными совпадениями в пределах времени формирования сигнала. Величину η находят, измеряя спектры излучения при разных расстояниях источника от детектора.

Энергетическое разрешение. Мерой разрешающей способности спектрометрич. установки является полная ширина пика на половине высоты в распределении импульсов по энергии. Для сцинтилляционных детекторов её принято выражать величиной $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E}$ (%), для полупроводниковых — $\Delta\mathscr{E}$. Для рентгеновского и γ-излучения приводят $\Delta\mathscr{E}$ для энергий $\mathscr{E}_\gamma = 5{,}9$ кэВ, 122 кэВ и 1332 кэВ.

Чувствительность. Мин. детектируемая концентрация (МДК) радионуклида (в Бк·кг$^{-1}$) в источнике определяется ф-лой

$$\text{МДК}=\frac{2}{K_1K_2M}\sqrt{\frac{B}{t}}. \quad (9)$$

Здесь M — масса пробы, K_1 — коэф., учитывающий выход регистрируемого излучения на 1 акт распада радионуклида, K_2 — эффективность регистрации, B — скорость счёта фона, t — время измерений.

Радиационная «значимость» радионуклидов. Для оценки радиац. воздействия разл. радионуклидов применяют два метода: оценивают вклад радионуклида в индивидуальную усреднённую годовую *дозу* и излучения для критич. группы людей — лиц, находящихся в наихудших условиях с точки зрения радиац. воздействия (табл. 1); оценивают вклад этого радионуклида в популяционную дозу. За концентрацией отд. радионуклидов, дающих вклад в годовую дозу, на уровне 10 мкЗв устанавливается систематич. наблюдение. Проводится паспортизация состояния окружающей среды с последующим наблюдением за скоростью нарастания содержания радионуклидов.

Таб л. 1. — **Связь усреднённой годовой дозы, содержащейся в продуктах питания, с удельной активностью некоторых радионуклидов**

Радионуклид	Объект	Концентрация радионуклидов, ведущая к эквив. дозе 10 мкЗв в 1 г (в критич. группе), Бк/л, Бк/кг
^{14}C	Молоко	8
^{35}S	—»—	20
^{90}Sr+^{90}Y	—»—	0,3
^{131}I	—»—	0,4
^{134}Cs	—»—	0,5
^{137}Cs	—»—	0,5
^{60}Co	Рыба	10
^{90}Sr+^{90}Y	—»—	3
^{134}Cs	—»—	4
^{137}Cs	—»—	5
^{60}Co	Панцирные животные (раки, черепахи и др.)	200
^{106}Ru	—»—	200
^{137}Cs	—»—	70

Фон. Для определения малых концентраций радионуклидов необходимо уменьшение радиационного фона, что достигается защитой. В табл.2 приведены осн.

Табл. 2.

$\mathscr{E}_\gamma$, кэВ	Радионуклид	Интенсивность линии, %	Снижение фона защитой, во сколько раз
238,59	^{212}Pb	45	330
351,99	^{214}Pb	36,7	2700
583,14	^{208}Tl	30,96	630
609,31	^{214}Bi	46,9	3600
911,2	^{228}Ac	27	6600
1001,2	^{234m}Pa	0,69	57
1120,29	^{214}Bi	15,3	11000
1178,21	^{60}Co	100	24
1238,11	^{214}Bi	6,05	2000
1332,47	^{60}Co	100	—
1460,75	^{40}K	10,5	16000
1620,62	^{212}Bi	1,43	1100
1764,5	^{214}Bi	16,1	5600
2614,47	^{208}Tl	36	1800

γ-линии, встречающиеся в радиац. фоне, и указано снижение фона защитой (результат эксперимента), включающей слои Cd (толщиной 1 мм для защиты от нейтронов), Pb (10 см), Cu (4 см) (см. *Радиационная защита*). На установке, размещённой в соляной шахте на глуб. 305 м, был получен фон $N = 1{,}7 \cdot 10^3$ импульсов на 1 кэВ на 1 см³ чувствит. объёма детектора за 1000 ч работы при энергиях γ-квантов $\mathscr{E}_\gamma = 2$ МэВ. В случае т. н. активной защиты осн. детектор окружают неск. вспомогательными детекторами. Осн. и вспомогат. детекторы включают в схему антисовпадений. Активная защита в виде пластмассового сцинтиллятора толщиной ~10 см внутри свинцовой защиты толщиной 15 см, с низкофоновым полупроводниковым детектором Ge(Li) позволила получить фон $N_\Phi = 1{,}9 \cdot 10^{-2}$ импульсов на 1 кэВ на 1 см³ чувствит. объёма детектора ($\mathscr{E}_\gamma = 2$ МэВ, $t = 1000$ ч).

Лит.: Jäckel B., Westmeier W., Patzelt P., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1987, v. A 261; Vaño E., Gonzalez L., Gaeta R. and Gonzalez Y. A., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1975, v. 123; Cao Zhong, «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1987, v. A 262; Sanchez-Reyes A. F., Febrian M. J., Baró I. and Tejada J., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1987, v. B 28; Fry F. A., O'Riordan M. C., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1984, v. 223; Liguori C., Sarracino A., Sverzellati P. P. and Zanotti L., «Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research», 1983, v. 204. *В. А. Баженов.*

РАДИОНАВИГАЦИЯ — определение местоположения движущегося объекта (морских и воздушных судов, наземного транспорта и космич. аппаратов) с помощью радиотехн. устройств, расположенных на объекте и в окружающем пространстве в точках с известными координатами. В более узком смысле под Р. понимают определение к.-л. параметра движения, напр. скорости или направления движения. В более широком смысле Р. включает и элементы управления движением, напр. выбор курса.

Для Р. могут использоваться 3 независимых навигац. параметра: дальность, радиальная скорость и угол, определяемые относительно заданной системы координат. Опорными точками системы координат являются радионавигац. станции, расположенные на поверхности Земли (с постоянными и известными координатами) или на ИСЗ, кораблях и самолётах, координаты к-рых изменяются, но точно известны в любой момент времени. Геом. место точек, соответствующее одинаковым значениям навигац. параметра в пространстве, наз. поверхностью положения, а на плоскости — линией положения. Пересечение трёх поверхностей или двух линий положения определяет координаты объекта. В зависимости от измеряемых навигац. параметров могут использоваться 3 осн. метода определения координат.

Дальномерный метод. Параметром является расстояние R между опорной точкой и объектом, поверхностью положения — сфера радиусом R и центром в опорной точке. Координаты объекта (x, y, z) определяются при решении системы трёх ур-ний:

$$R_i = [(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2]^{0,5},$$

где x_i, y_i, z_i — известные координаты трёх ($i = 1, 2, 3$) опорных точек, а R_i — измеренные расстояния от объекта до опорной точки.

Для измерения расстояния передатчик объекта посылает радиоимпульс запроса, на опорной точке его принимают и переизлучают. Измерив интервал времени T между моментами посылки запроса и приёмом переизлучённого импульса, определяют $R = c \cdot 0{,}5 \cdot T$, где c — скорость распространения радиоволн. Недостаток этого метода — огранич. пропускная способность навигац. системы, к-рая не может одноврем. отвечать на запросы неск. объектов, устраняется при установке в опорных точках и на каждом объекте высокостабильных синхронизиров. эталонов времени (см. *Квантовые стандарты частоты*). В этом случае передатчики опорных точек в условленные моменты времени излучают радиоимпульсы, к-рые принимают на объектах и определяют интервал времени, прошедший с условного момента до момента приёма радиоимпульса. Осн. недостаток беззапросного метода — необходимость поддерживать чрезвычайно высокую точность синхронизации всех часов навигац. системы, т. к. каждая мкс расхождения шкал времени объекта и опорных точек даёт ошибку в определении расстояния $\Delta R = c\Delta T \approx 300$ м. Для исключения сдвига шкалы времени ΔT объекта относительно шкалы единого времени опорных точек применяют псевдодальномерный метод, заключающийся в измерении параметра R_i до четырёх ($i = 1, 2, 3, 4$) опорных точек. Решение системы четырёх ур-ний

$$c(T_i + \Delta T) = [(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2]^{0,5}$$

позволяет определить три неизвестные координаты объекта при неизвестном сдвиге шкал ΔT.

Радиально-скоростной (доплеровский) метод. Параметром является радиальная скорость объекта относительно опорной точки, зависящая от координат и относительной скорости объекта:

$$\dot{R}_i = [(x_i - x)(\dot{x}_i - \dot{x}) + (y_i - y)(\dot{y}_i - \dot{y}) + (z_i - z)(\dot{z}_i - \dot{z})]/R_i.$$

При известных параметрах опорных точек и собств. скорости объекта независимые измерения радиальных скоростей относительно трёх опорных точек позволяют определить координаты объекта. Измеряя доплеровское смещение F излучаемого передатчиком сигнала с частотой f, находят радиальную скорость $\dot{R} \approx cF/f$ (см. *Доплера эффект*). Ошибку в определении F, возникающую из-за отклонения частоты эталона на объекте от частоты излучения передатчиков в опорных точках, можно исключить, применяя псевдодоплеровский метод, при к-ром измеряется дополнительный навигац. параметр по четвёртой опорной точке (так же, как и в псевдодальномерном методе).

Угломерный метод. Параметром является угол между направлениями на разл. опорные точки. Определение направления на источники радиоизлучения осуществляется методами радиопеленгации.

Наряду с тремя осн. методами при построении радионавигац. систем широко применяют комбиниров. методы типа дальномерно-доплеровского, дальномерно-угломерного и т. п. Нек-рые навигац. задачи решаются радиолокац. методами (см. *Радиолокация*), а при использовании в качестве опорных точек небесных тел — радиоастр. методами (см. *Радиоастрономия*).

Помимо метода определения координат объекта важной характеристикой любой радионавигац. системы является диапазон рабочих частот. В условиях Земли

рабочая длина волны определяет потенц. дальность действия навигац. системы, под к-рой понимается макс. расстояние, на к-ром обеспечивается заданная точность измерений. Она будет ограничиваться случайными изменениями скорости распространения радиоволн (дальномерный и доплеровский метод) и направлением их прихода (угломерный метод). Учитывая условия распространения радиоволн, для ближней Р. применяют ультракороткие волны, а для глобальной Р. (в пределах всей Земли) — сверхдлинные волны. Спутниковые системы Р. работают только в УКВ-диапазоне (см. *Распространение радиоволн*).

Лит.: Белавин О. В., Основы радионавигации, 2 изд., М., 1977; Шебашевич В. С. и др., Сетевые спутниковые радионавигационные системы, М., 1982; Шкиратов В. В., Радионавигационные системы и устройства, М., 1984.

В. С. Ямпольский.

РАДИОНУКЛИДЫ — радиоакт. ядра (атомы). Их различают по типу радиоакт. распада (см. *Радиоактивность*). Т. к. α- и β-распады ядер обычно сопровождаются испусканием рентг. или γ-квантов, то большинство Р. являются источниками этих излучений, напр. ^{60}Co, широко используемый в медицине и технике. Число чистых α- и β-излучателей невелико: ^{3}H(T), ^{14}C, ^{35}S, ^{32}P и нек-рые др.

Общее число известных Р. >1800 (см. цветную вклейку в 3-м т.), и оно непрерывно растёт из-за синтеза новых Р. (см. *Трансурановые элементы*).

В зависимости от устойчивости Р. подразделяются на короткоживущие и долгоживущие; принято, что Р. с периодом полураспада $T_{1/2}$ < 10 сут относятся к короткоживущим. В связи с развитием эксперим. техники всё большее практич. значение приобретают Р. с малыми $T_{1/2}$ (неск. с или десятки с), напр. ^{16}N ($T_{1/2}$ = = 7,13 с); ^{19}O($T_{1/2}$ = 27 с). Полный распад таких Р. происходит за неск. мин, поэтому они практически безвредны, с их помощью можно исследовать пищевые продукты, потребительские товары и т. д. (см. *Радиометрия*).

Согласно действующим *нормам радиационной безопасности* (НРБ), все Р. подразделяются по радиотоксичности на 4 группы. К группе А относятся особо опасные Р. Это Р. тяжёлых элементов, ядра к-рых испытывают спонтанное деление или α-распад, имеющие сравнительно большие $T_{1/2}$. Такие Р. способны накапливаться в жизненно важных органах человека (^{210}Po; изотопы Pu с A = 238, 239, 240, 242; ^{252}Cf и др.). К группе Б с высокой токсичностью относят ^{90}Sr, ^{106}Ru, ^{131}I, ^{144}Ce, ^{235}U и др. К группе В со ср. радиотоксичностью относят ^{45}Ca, ^{60}Co, ^{95}Zr и др. В группу Г входят Р. с малой токсичностью (^{14}C, ^{3}H и др.).

Р. могут быть природными (естественными) или искусственно полученными (техногенными). У природных долгоживущих Р. период распада сравним с возрастом Земли. Природные короткоживущие Р. или являются членами природных радиоакт. рядов, или непрерывно образуются за счёт ядерных реакций, обусловленных космич. излучением. Напр., ядра ^{14}C непрерывно образуются в результате *радиационного захвата* нейтронов космич. излучения ядрами ^{14}N атм. воздуха [^{14}N(n,p)^{14}C] или в результате *деления ядер* урана под действием нейтронов. В результате в природе (в исчезающе малых кол-вах) постоянно присутствуют Tc, Pm, Rn, Np, Pu.

Значит. кол-ва техногенных Р. образуются при работе *ядерных реакторов*. Они возникают при делении ядер ^{235}U и ^{239}Pu. Для получения Р. используют также др. *нейтронные источники*. В т. н. изотопных генераторах можно отделять постоянно накапливающийся «дочерний» Р. от более долгоживущего материнского.

С. С. Бердоносов.

РАДИОПЕРЕДАЮЩИЕ УСТРО́ЙСТВА — устройства для формирования радиосигналов, предназначенных для передачи информации на расстояние с помощью *радиоволн*.

Р. у. формируют радиосигналы с заданными характеристиками, необходимыми для работы конкретных радиотехн. систем, и излучают их в пространство. В любых Р. у. осуществляются следующие осн. физ. процессы: генерация эл.-магн. колебаний в заданном участке радиодиапазона; управление параметрами этих колебаний (амплитудой, частотой, фазой, поляризацией и т. д.) по закону передаваемой информации (амплитудная, частотная и др. виды модуляции; см. *Модулированные колебания*); излучение радиосигналов в пространство при помощи *антенны*, связанной с *генератором электромагнитных колебаний* либо непосредственно, либо через линию связи. Помимо создания радиосигналов, предназначенных специально для передачи информации, Р. у. применяются в системах *радионавигации*, дистанц. зондирования земной поверхности и др. целей.

Структурные схемы Р. у. различны в зависимости от требований к характеристикам формируемых в них радиосигналов. Типовые Р. у. для радиовещания с амплитудной (АМ) или частотной (ЧМ) модуляцией строятся обычно по многокаскадной схеме (рис. 1, *а*, *б*).

Генерирование высокостабильных первичных колебаний осуществляется в спец. устройствах — возбудителях Р. у. Иногда (напр., при ЧМ) формирование радиосигналов производится сразу путём модуляции первичных колебаний. В качестве простых возбудителей используются автогенераторы на *транзисторах*, *лавинно-пролётных диодах* и т. д. Поскольку частота автоколебаний, близкая к собств. частоте колебательной системы, зависит от режима работы активного элемента, принимаются жёсткие меры по защите всех элементов автогенератора от влияния дестабилизирующих факторов. Мин. достижимый уровень нестабильности частоты автогенератора ограничен шумами, т. е. естеств. флуктуациями фазы и амплитуды *автоколебаний* (см. *Стабилизация частоты*). В совр. Р. у. с быстрой электронной перестройкой в широком диапазоне рабочих частот в качестве возбудителей колебаний используются синтезаторы частот — устройства, генерирующие множество высокостабильных колебаний на дискретных частотах, синтезируемых из колебаний одного прецизионного *кварцевого генератора* или *квантового стандарта частоты*. Схемы синтезаторов строятся с использованием систем автоподстройки частоты и фазовой *синхронизации колебаний*.

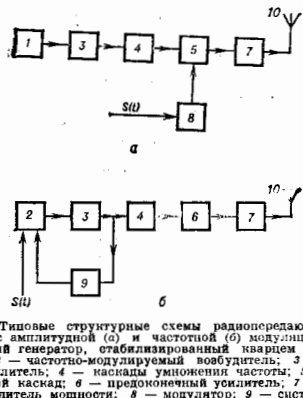


Рис. 1. Типовые структурные схемы радиопередающих устройств с амплитудной (*а*) и частотной (*б*) модуляцией: *1* — задающий генератор, стабилизированный кварцем (возбудитель); *2* — частотно-модулируемый возбудитель; *3* — буферный усилитель; *4* — каскады умножения частоты; *5* — модулируемый каскад; *6* — предоконечный усилитель; *7* — выходной усилитель мощности; *8* — модулятор; *9* — система автоподстройки центральной частоты; *10* — антенна.

Для ослабления влияния последующих каскадов на режим работы возбудителей колебаний в схемы Р. у. включаются т. н. буферные усилители, потребляющие мин. мощность сигнала от автогенератора. Часто в тех же целях прибегают к умножению частоты задающего генератора, что одноврем. повышает устойчивость работы Р. у. в целом. В качестве нелинейных элементов в каскадах умножения частоты используют ВЧ-транзисторы, пролётные *клистроны* и др. активные приборы. В диапазоне СВЧ находят применение полупроводниковые диоды (*варикапы*).

Выходные усилители мощности Р. у., связанные с антенной непосредственно или через линию связи, обеспечивают заданную излучаемую мощность. Эти усилители строятся по схеме генератора с внеш. возбуждением, и в качестве активных элементов в них используются мощные транзисторы или металлокерамич. электронные лампы (часто с принудит. охлаждением электродов). В диапазоне СВЧ применяются пролётные клистроны и усилительные приборы с распределённым взаимодействием — *лампы бегущей волны* и *лампы обратной волны*.

Управление параметрами колебаний в соответствии с передаваемой информацией $S(t)$ производится с помощью модуляторов. АМ в маломощных вещательных Р. у. осуществляется, напр., изменением по закону $S(t)$ управляющего напряжения на активном элементе; затем происходит усиление модулиров. колебаний. В радиолокации, радиорелейных линиях связи и мн. др. системах широко применяют разновидность АМ — импульсную модуляцию (ИМ). При ИМ высокочастотные колебания на выходе Р. у. вырабатываются лишь в течение коротких интервалов времени (импульсов), разделённых бо́льшими или меньшими паузами. В мощных импульсных модуляторах используется метод накопления электрич. (или магн.) энергии в ёмкостных (или индуктивных) накопителях. Накопление энергии происходит во время паузы с последующим разрядом накопителя на генератор через электронный или газоразрядный коммутатор.

Угл. модуляция (частотная, ЧМ, или фазовая, ФМ) повышает помехоустойчивость системы связи. Для осуществления ЧМ т. н. прямым методом осуществляется электроннаи перестройка частоты колебаний задающего автогенератора по закону $S(t)$ (рис. 1, *б*). При этом для стабилизации несущей частоты используется система автоподстройки, к-рая корректирует медленные уходы частоты автогенератора, вызванные дестабилизирующими факторами. При косвенном методе ФМ применяются высокостабильные задающие кварцевые автогенераторы и производится фазовая модуляция их колебаний. При этом сохраняется высокая стабильность центральной частоты, однако полезная девиация частоты ЧМ колебаний на низких модулирующих частотах мала.

Для передачи информации в виде ЧМ, а не в виде ФМ модулирующее напряжение, пропорциональное $S(t)$, подаётся на модулятор фазы не непосредственно, а через интегратор.

В СВЧ- и ВЧ-диапазонах, а также в оптич. диапазоне реализация Р. у. по многокаскадной схеме затруднена и Р. у. часто выполняются по однокаскадной схеме с мощным автогенератором, совмещающим ф-ции возбудителя, модулятора и выходного каскада.

Для существенного повышения мощности Р. у. прибегают к сложению мощностей неск. активных элементов, соединяя их параллельно или последовательно с нагрузкой. В сверхмощных Р. у. мощную ступень выполняют по системе блоков — отд. выходных каскадов, общей нагрузкой к-рых является промежуточный ковтур, связанный с антенной. Недостатки подобных соединений активных элементов обусловлены взаимной связью их через нагрузку и источник возбуждения. Мостовое включение активных элементов существенно ослабляет взаимную связь между ними. Мост-делитель, выполненный из реактивных элементов, распределяет входную мощность поровну между активными элементами, а мост-сумматор складывает их мощность в общей нагрузке.

Эфф. сложение мощности мн. генераторов для формирования сигналов в заданной области пространства реализуется с помощью фазированных антенных решёток (ФАР), содержащих большое число (до неск. тыс.) излучающих элементов и каналов для их возбуждения (рис. 2). Форму и положение узкого лепестка *диаграммы направленности* в Р. у. с ФАР можно быстро и точно изменять с помощью электронно управляемых фазовращателей, линий задержки и коммутаторов.

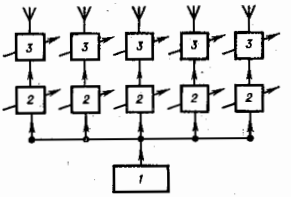


Рис. 2. Структурная схема радиопередающего устройства с фазированной антенной решёткой: *1* — возбудитель сигнала; *2* — каналы управления задержкой; *3* — усилители мощности.

В Р. у. оптич. и частично СВЧ-диапазонов используются квантовые генераторы и усилители (см. *Лазер*). Для модуляции интенсивности оптич. излучения (когерентного или некогерентного) разработаны простые электронно-оптич. модуляторы. Нестабильность частоты колебаний квантовых генераторов за счёт слабости взаимодействия микрочастиц чрезвычайно мала (порядка 10^{-10}—10^{-13}). В качестве канала связи в оптич. диапазоне широко применяются волоконно-оптич. кабели из спец. стекловолокна или др. диэлектрика с чрезвычайно широкой полосой пропускания частот (до 10 ГГц/км) и слабым затуханием энергии света (5 дБ/км и менее).

Классификация Р. у. возможна по разным признакам: по назначению, диапазону рабочих частот, мощности. Различают Р. у. радио- и телевизионного вещания, профессиональной и космич. радиосвязи, навигационные, телеметрические, радиолокационные, Р. у. радиоуправления и т. д. Совр. Р. у. охватывают спектр эл.-магн. колебаний от очень низких (3—30 КГц) до крайне высоких (30—300 ГГц) частот. По мощности выделяют Р. у. очень малой ($P \leqslant 3$ Вт), малой (3—100 Вт) и средней (0,1—10 кВт) мощности, а также мощные (до 1000 кВт) и сверхмощные (св. 1000 кВт).

По виду модуляции различают Р. у., работающие в непрерывном режиме с амплитудной, частотной, фазовой модуляцией или их сочетаниями, и импульсные Р. у. с раал. видами модуляции параметров радиоимпульсов — амплитудно-импульсной, широтно-импульсной, кодоимпульсной и др. Частный случай импульсной модуляции — манипуляция используется при передаче телеграфных знаков. В условиях воздействия мощных помех применяют шумоподобные сигналы.

По типу активных элементов, используемых для формирования радиосигналов в раал. диапазонах рабочих частот и мощностей, различают Р. у. транзисторные, ламповые, клистронные, магнетронные, на лампах бегущей волны или обратной волны, лазерные и т. д.

Техн. характеристики Р. у. определяются требованиями к радиосистеме, в составе к-рой они работают. Важнейшей характеристикой является точность фиксации положения спектра частот радиосигнала, определяемая нестабильностью несущей частоты.

Нормы на стабильность частоты Р. у. жёстки и зависят от диапазона частот, назначения и мощности Р.у. Напр., в диапазоне 4,0—29,7 МГц для стационарных вещательных и связных Р. у. допускается $\Delta f/f \leqslant 5\cdot10^{-7}$ при мощности $P < 500$ Вт и $\Delta f/f \leqslant 1{,}5\cdot10^{-7}$ при $P > 500$ Вт. В др. системах требования к стабильности частоты Р. у. могут быть ещё выше.

Наряду с осн. рабочими колебаниями на выходе Р. у. возникают нежелат. побочные колебания, спектр к-рых находится за пределами полосы сигнала. Нормы на побочные излучения определяются условиями эл.-магн. совместимости радиотехн. средств. Требования к допустимому их уровню зависят от назначения и мощности Р. у., повышаясь с ростом мощности. По существующим требованиям $P_{поб}/P_{осн} < -40$дБ при $P_{осн} < 0{,}5$ Вт, $P_{поб}/P_{осн} < -60$ дБ при 10 Вт $< P_{осн} < 1$ кВт и $P_{поб}/P_{осн} < -90$ дБ при $P_{осн} > 1000$ кВт для Р. у. в диапазоне 30—235 Мгц. Абс. уровень мощности любого побочного излучения Р. у. не должен превышать $25\cdot10^{-6}$—$1\cdot10^{-3}$ Вт в зависимости от диапазона частот, мощности и назначения Р. у.

Важной характеристикой Р. у. является величина кпд η — отношение $P_{осн}$ к полной мощности, потребляемой Р. у. от источника питания. Так, для вещательных Р. у. в режиме отсутствия модуляции $\eta = 60\%$, в Р. у. межконтинентальной связи на длинных волнах при очень большой мощности (500—2000 кВт) в телеграфном режиме достигается $\eta = (50—60)\%$.

Осн. направления развития Р. у. имеют след. тенденции: дальнейшее освоение новых диапазонов частот и достижение бо́льших мощностей Р. у. с помощью более совершенных активных элементов и новых способов генерирования эл.-магн. колебаний; разработка принципов объединения Р. у. с излучающей системой в единое целое; развитие технологии и методов интегрального исполнения узлов и Р. у. в целом; применение в Р. у. для формирования радиосигналов и управления режимами работы элементов цифровой техники и микропроцессоров.

Лит.: Евтянов С. И., Радиопередающие устройства, М., 1950; Проектирование радиопередающих устройств, под ред. В. В. Шахгильдяна, М., 1976; Проектирование радиопередающих устройств СВЧ, под ред. Г. М. Уткина, М., 1979; Радиоприемные устройства, под ред. М. Б. Благовещенского, Г. М. Уткина, М., 1982.

РАДИОПРИЁМНИКИ СВЧ — *радиоприёмные устройства*, предназначенные для работы в диапазоне *радиоволн* от 300 МГц до 3000 ГГц (в диапазоне СВЧ). Р. СВЧ подразделяются по рабочему диапазону — на Р. СВЧ дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн, а также по схеме построения — на Р. СВЧ прямого усиления, супергетеродинные (см. *Супергетеродин*) и детекторные (см. *Детектирование*). Радиоприёмники могут быть охлаждаемыми и неохлаждаемыми. В большинстве случаев Р. СВЧ строят по супергетеродинной схеме, т. к. обычно эта схема обеспечивает наивысшую чувствительность и практически легче реализуется, чем схема прямого усиления. Детекторные Р. СВЧ получили применение гл. обр. в диапазоне дециметровых волн и построены на основе криогенно охлаждаемых болометров и полупроводниковых объёмных детекторов. В сантиметровом и миллиметровом диапазонах (до частоты $f = 230$ ГГц) в большинстве случаев используются неохлаждаемые Р. Более коротковолновые Р. СВЧ, причём часто охлаждаемые, применяют только в научных исследованиях.

В Р. СВЧ в качестве нелинейных активных элементов для генерирования, усиления и преобразования СВЧ-колебаний применяют полупроводниковые элементы, размеры к-рых до частот $f = 150$ ГГц значительно меньше длины волны λ. Канализация СВЧ-колебаний в Р. СВЧ осуществляется разл. видами *линий передачи*. Для подключения к *антенне* или измерит. аппаратуре в диапазонах $\lambda < 2$ мм наиб. часто используются микрополосковая или несимметричная полосковая линия, щелевая, компланарная и волноводно-щелевая линии с переходами на прямоуг. металлич. волновод (рис. 1), на коротких миллиметровых волнах и в дециметровом диапазоне для канализации СВЧ-колебаний — одномодовые и многомодовые (см. *Моды*) прямоуг. волноводы

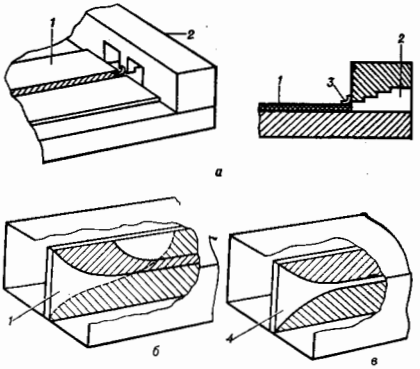


Рис. 1. Элементы конструкции линий передачи СВЧ с переходами на прямоугольный волновод: *а*, *б* — микрополосковая линия, *в* — щелевая, волноводно-щелевая линия; *1* — микрополосковая плата (диэлектрическая пластина с плёночными металлическими проводниками на обеих сторонах); *2* — прямоугольный волновод со ступенчатым переходом к П-волноводу; *3* — соединительная металлическая ленточка; *4* — диэлектрическая пластина с плёночными проводниками.

и квазиоптич. структуры (рис. 2, 3). Для Р. диапазонов $\lambda \approx 2$—0,5 мм наблюдается тенденция перехода от сосредоточенных приёмных элементов к распределённым, от волноводных элементов согласования потока излучения с приёмным элементом к оптическим. В этом диапазоне ограничения предельной чувствительности обусловлены гл. обр. не тепловыми флуктуациями, а квантовыми. Примерами сосредоточенных приёмных элементов, в к-рых используются волноводные элементы

Рис. 2. Квазиоптическая структура для объединения пучков радиоволн гетеродина $f_г$ и сигнала f_c на входе смесителя супергетеродинного радиоприёмника: *1* — поглотитель; *2* — пучок радиоволн частоты $f_г$; *3* — делитель пучка в виде проволочной сетки; *4* — пучок радиоволн частоты f_c; *5* — зеркала с полным отражением; *6* — объединённый пучок радиоволн f_c и $f_г$ на выходе смесителя (размер *d* регулируется по максимуму прохождения пучков).

согласования, являются полупроводниковые усилители СВЧ на *полевых транзисторах* Шоттки (ПТШ) или *параметрические усилители* на полупроводниковых диодах, смесители на диодах Шоттки (см. *Диоды твердотельные*) или контактах сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (СИС-смеситель). Детектор на InSb, а также полупроводниковые и сверхпроводниковые болометры представляют собой примеры распределённых (объёмных) приёмных элементов с использованием квазиоптич. методов согласования (см. *Квазиоптика*).

Наиб. важные параметры Р. СВЧ — коэф. шума (шум-фактор) F (или эфф. шумовая темп-ра $T_ш$) (рис. 4) и полоса рабочих частот Δf (длин волн $\Delta\lambda$). Шумовые

параметры F и $T_ш$ связаны соотношением $F = 1 + T_ш/T_0$, где $T_0 = 293$ К. Входные малошумящие усилители (МШУ) Р. СВЧ созданы до частот $f =$ = 100 ГГц, однако практич. использование в технике в оси. получили только МШУ до $f \approx 40$ ГГц, причём наиб. эффективными по совокупности характеристик являются МШУ на ПТШ, к-рые повсеместно вытесняют др. виды МШУ, в т. ч. в миллиметровом диапазоне радиоволн. Охлаждение МШУ на этих транзисторах приводит к существенному снижению величины $T_ш$. Из разновидностей входных каскадов Р. СВЧ ближайший к МШУ на ПТШ по величине шумовых параметров смеситель на диодах Шоттки (СДШ), к-рый является самым распространённым малошумящим входным каскадом Р. СВЧ и наиб. продвинутым в КВ-часть радиодиапазона. В своих диапазонах частот СДШ, как и др. функциональные элементы и узлы Р., изготавливают методами *микроэлектроники* в виде гибридно-интегральных схем (ГИС) и монолитных *интегральных схем*. На частотах $f > 150$ ГГц применяют волноводные (рис. 5) и квазиоптич. конструкции СДШ (рис. 2).

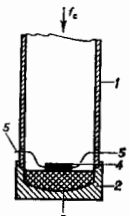


Рис. 3. Квазиоптическая структура для детекторного радиоприёмника с расщеплённым полупроводниковым приёмным элементом: *1* — световод; *2* — держатель; *3* — приёмный элемент; *4* — иммерсионная линза из диэлектрика с диэлектрической проницаемостью, такой же, как у приёмного элемента; *5* — проводники для подачи смещения на приёмный элемент и вывода напряжения детектируемого сигнала.

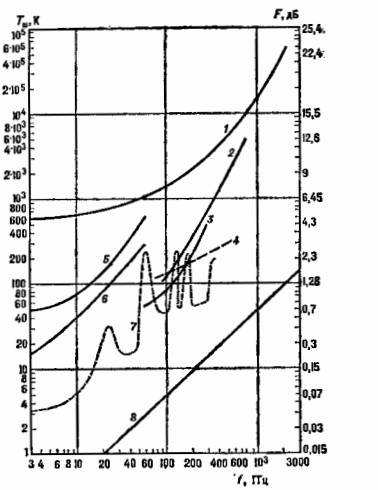


Рис. 4. Частотная зависимость минимальных шумовых параметров радиоприёмников и их малошумящих входных каскадов: *1* — неохлаждаемые смесители на диодах Шоттки; *2* — охлаждаемые до 20 К смесители на диодах Шоттки; *3* — сверхпроводниковые СИС-смесители, охлаждаемые до 2 К; *4* — смесители на InSb, охлаждаемые до 4 К; *5* — неохлаждаемые малошумящие усилители на полевых транзисторах Шоттки; *6* — усилители, охлаждаемые до 20 К; *7* — шумы атмосферы; *8* — квантовый шум.

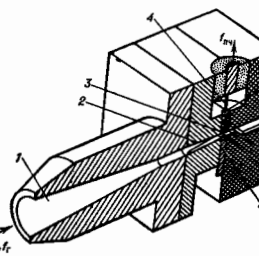


Рис. 5. Смеситель на диодах Шоттки: *1* — рупорная антенна для ввода колебаний сигнала и гетеродина; *2* — конусный переход от круглого волновода к прямоугольному; *3* — кристалл диода Шоттки сотовой структуры; *4* — проволочный вывод сигнала $f_{пч}$; *5* — фильтр низкой частоты из отрезков коаксиальной линии с высоким и низким волновым сопротивлением; *6* — подвижный настроечный короткозамыкающий поршень; *7* — прямоугольный волновод пониженной высоты; *8* — контактная пружинка к ячейке диода Шоттки; *9* — опорный штифт контактной пружинки.

Преобразование частоты осуществляется в смесителе при подведении к нему мощности гетеродина. Большинство гетеродинов, применяемых в СВЧ-диапазоне, создаются на основе полупроводниковых активных элементов — диодов и транзисторов. Для создания гетеродинов на частотах $f \geqslant 10$ ГГц используют в осн. 2 вида диодов — *Ганна диоды* (ДГ) и диоды Шоттки, а также ПТШ. На основе ДГ создают автогенераторы (см. *Генератор электромагнитных колебаний*), использующие *отрицательное дифференциальное сопротивление*, возникающее в ДГ. Гетеродины на диодах Ганна (ГДГ) также являются самым распространённым видом гетеродинного автогенератора в диапазоне 10—150 ГГц благодаря своей миниатюрности, экономичности и малым шумам. Они могут быть с фиксиров. настройкой (со *стабилизацией частоты* и без неё) и с механич. или электрич. перестройкой частоты, к-рая в последнем случае часто осуществляется с помощью нелинейной ёмкости, включаемой в колебательный контур (систему) генератора. Обычно в качестве такой ёмкости применяют полупроводниковый диод (напр., диод Шоттки). Для стабилизации частоты используют высокодобротный объёмный резонатор, чаще в виде диэлектрич. резонатора (рис. 6). Для создания гетеродинов на частотах $f > 150$ ГГц применяют умножение частоты на диодах Шоттки. Такие умножители частоты (удвоители, утроители) конструктивно сложны и содержат элементы СДШ. Транзисторные гетеродины на ПТШ в виде пере-

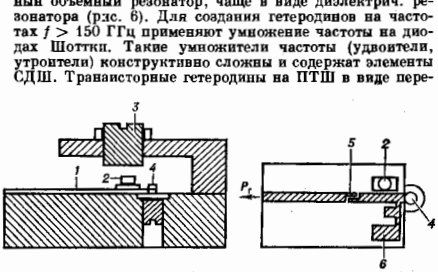


Рис. 6. Конструкция микрополоскового гетеродина на диоде Ганна на f-50 ГГц: *1* — микрополосковая плата; *2* — диэлектрический резонатор в форме диска; *3* — винт подстройки рабочей частоты; *4* — диод Ганна; *5* — СВЧ блокировочный конденсатор; *6* — вывод для подачи постоянного напряжения питания.

страиваемых или стабилизированных автогенераторов, подобных ГДГ, созданы и применяются в Р. в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. По сравнению с ГДГ они более экономичны (выше кпд) и надёжны. Во всех случаях с укорочением длины волны λ возрастают шум гетеродина и его влияние на величину F, а также трудности подавления зеркального канала приёма на частоте $f_{зк}$, расположенной симметрично частоте сигнала f_c относительно частоты $f_г$ ($|f_c - f_з| = 2f_{пч}$, где $f_{пч}$ — промежуточная частота). Поэтому в диапазоне миллиметровых и дециметровых волн применяют супергетеродинные радиоприёмники с двойным преобразованием частоты, в к-рых имеются 2 преобразователя частоты (смесителя с гетеродином) и 2 усилителя промежуточной частоты. В результате первого преобразования получают первую (высокую) промежуточную частоту, лежащую в диапазоне СВЧ ($f_{пч} = 1$—10 ГГц), а после второго вторую (относительно низкую) промежуточную частоту ($f_{пч} = 30$—200 МГц), обычно используемую в Р. СВЧ с однократным преобразованием частоты. Благодаря высокой $f_{пч}$ увеличивается разнос частот $|f_c - f_з|$ и облегчается задача повышения селективности Р. СВЧ по зеркальному каналу (в радиометрич. Р. СВЧ это не требуется). Одновремен. уменьшается и вклад шума гетеродина в общий уровень шума на выходе первого смесителя. Это обусловлено тем, что уровень составляющих шумового спектра, сопровождающего *несущее колебание* гетеродина, уменьшается по мере удаления от несущей частоты (т. е. по мере увеличения $f_{пч1}$); следовательно, будут малы и шумовые составляющие спектра гетеродина, преобразованные на $f_{пч1}$ в едином процессе преобразования сигнала.

Детекторные Р. СВЧ строятся на основе сосредоточенных детекторов на ДБШ и распределённых болометров. Таковыми являются электронные болометры на разогреве электронов в полупроводнике *n* — InSb и сверхпроводниковых плёнках, а также обычные болометры на разогреве материала болометра (напр., полупроводника Ge и сверхпроводниковых плёнок). Осн. характеристики детекторных Р.: предельная чувствительность $P_{пр}$ (для возможности сравнения разл. детекторных Р. эта величина приводится к приёмной площадке $S = 1$ см^2 и полосе усилителя детектируемого сигнала $\Delta F = 1$ Гц); предельная частота модуляции принимаемого сигнала $F_{пр}$, при к-рой амплитуда детектируемого сигнала уменьшается в e раз (в болометрах связана со скоростью отвода тепловой энергии от электронов в электронных болометрах или от всего приёмного элемента в обычных болометрах); рабочая темп-ра $T_р$; рабочий диапазон длин волн (табл.).

Тип приёмного элемента	$P_{пр}$, Вт	$F_{пр}$, Гц	$T_р$, К	Рабочий диапазон длин волн
Сверхпроводниковый плёночный металлич. болометр	$3 \cdot 10^{-13}$	1	1,4	мм, дм
Германиевый болометр Лоу	10^{-12}	10^2	1,5	мм, дм
Электронный болометр	10^{-12}—10^{-10}	10^6	4,2	$P_{пр}$ падает при 0,5 мм
Электронный болометр на сверхпроводниковых плёнках	10^{-11}	10^9	2,0	мм, дм
Детектор на ДБШ	$P_{пр}=10^{-12}$—10^{-10} (сосредоточенный в волноводе)		293	$P_{пр}$ падает на 2 порядка в диапазоне=1 см—0,7 мм

Области применения Р. СВЧ: радиолокация, радионавигация, радиоастрономия, радиоспектроскопия и др. радиофиз. исследования, радиосвязь (радиорелейная, космич., спутниковая), спутниковое радио- и телевещание, радиометрия.

Лит.: Выставкин А. Н., Мигулин В. В., Приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн, «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 11, с. 1989; Арчер Дж. У., Малошумящие гетеродинные приемники ближнего миллиметрового диапазона для радиоастрономических наблюдений, «ТИИЭР», 1985, т. 73, № 1, с. 119; Твердотельные устройства СВЧ в технике связи, М., 1988; Кличе С. М., Радиоприемные устройства миллиметрового диапазона волн, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т. 39, М., 1989; Выставкин А. Н., Кошелец В. П., Овсянников Г. А., Сверхпроводниковые приемные устройства миллиметровых волн, М., 1989; Гершензон Е. М. и др., О предельных характеристиках быстродействующих сверхпроводниковых болометров, «ЖТФ», 1989, № 2, с. 111. *А. Н. Выставкин.*

РАДИОПРИЁМНЫЕ УСТРОЙСТВА — системы электрич. цепей, узлов и блоков, предназначенные для улавливания распространяющихся в открытом пространстве *радиоволн* естеств. или искусств. происхождения и преобразования их к виду, обеспечивающему использование содержащейся в них *информации*. Первые Р. у. созданы в 90-х гг. 19 в.

Принцип действия Р. у. поясняется на обобщённой функциональной схеме (рис. 1). С помощью приёмной *антенны 1* происходит преобразование эл.-маги. волн

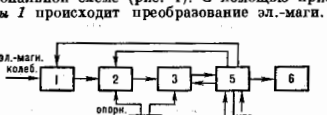


Рис. 1. Обобщённая функциональная схема радиоприёмного устройства: *1* — приёмная антенна; *2* — усилительно-преобразовательный тракт; *3* — информационный тракт; *4* — гетеродинный тракт; *5* — устройство управления и отображения; *6* — оконечное устройство.

в электрич. сигналы. В усилительно-преобразовательном тракте (УТ) *2* осуществляется выделение полезных *сигналов* на всей совокупности поступающих от антенны сигналов и помех и усиление первых до уровня, необходимого для нормальной работы последующих каскадов Р. у. Хотя в УТ с сигналом могут производиться нек-рые нелинейные процедуры — смещение спектра, ограничение амплитуды и др., в принимаемую информацию этот тракт существенных искажений не вносит и в этом смысле является линейным.

Информац. тракт (ИТ) *3* производит осн. обработку сигнала с целью выделения содержащейся в нём полезной информации (*детектирование*) и ослабления мешающего воздействия помех естеств. и искусств. происхождения.

Гетеродинный тракт (ГТ) *4* преобразует частоту собственного или внеш. опорного *генератора электромагнитных колебаний* и формирует дискретные множества частот, необходимые для преобразования частоты в УТ, для работы следящих систем и цифровых устройств обработки сигнала в ИТ, для перестройки Р. у. на др. входную частоту и т. п. (см. также *Супергетеродин*). Устройство управления и отображения *5* позволяет осуществлять ручное, дистанц. и автоматизиров. управление режимом работы Р. у. (включение и выключение, поиск сигнала, адаптация к изменяющимся условиям работы и др.) и отображает качество его работы на соответствующих индикаторах. В оконечном устройстве *6* энергия выделяемого сигнала используется для получения требуемого выходного эффекта — акустич. (телефон, громкоговоритель), оптич. (кинескоп, дисплей), механич. (печатающее устройство) и т. д. Существуют радиотехн. системы (РТС), в к-рых Р. у. содержат неск. приёмных антенн и УТ (разнесённый приём) или имеют ряд выходных каналов и оконечных устройств (многоканальные Р. у.).

Классификация Р. у. определяется в первую очередь назначением соответствующих РТС: системы передачи информации (радиосвязь, радиове-

щание, телевидение, радиотелеметрия, радиоуправление); системы извлечения информации (радиолокация, радионавигация, радиоастрономия, контроль природной среды); системы разрушения информации (радиопротиводействие). Использование того или иного диапазона радиочастот и ширина спектра, отводимая для РТС разл. классов, регламентированы, что существенно влияет на выбор вида применяемых радиосигналов, и как следствие — на построение и параметры Р. у.

По виду принимаемых сигналов Р. у. можно разделить на два крупных класса: для приёма квазикогерентных сигналов или некогерентных, гл. обр. радиотеловых, излучений (см. *Когерентность*, *Радиометр*). К первому, более обширному классу относятся Р. у. систем передачи и разрушения информации, Р. у. активных радиолокац. и радионавигац. систем. Радиометры находят применение в радиотеплолокации, радиоастрономии, при дистанц. контроле природной среды, для обнаружении объектов на фоновых поверхностях и т. д. В свою очередь, квазикогерентные сигналы можно разделить на непрерывные, импульсные и цифровые. В непрерывных РТС Р. у. принимают информацию, отображаемую изменением параметров, модуляцией амплитуды (АМ), частоты (ЧМ), фазы (ФМ) иесущего непрерывного, обычно гармонического, сигнала (см. *Модулированные колебания*). В импульсных системах принимаемый сигнал представляет собой последовательность радиоимпульсов, в к-рой информацию могут нести изменяющиеся параметры как отд. импульсов, так и всей последовательности. В цифровых РТС принимаемое несущее колебание модулируется кодовыми группами импульсов, соответствующими определ. уровням передаваемого сигнала.

По функциональному назначению Р. у. делят на профессиональные и вещательные (бытовые). Последние обеспечивают приём программ звукового и телевизионного вещания и являются наиб. массовыми радиотехн. устройствами. Р. у. подразделяются также по месту установки (стационарные, бортовые, переносные), по способу управления и коммутации, по виду питания.

Различаются Р. у. и по мн. конструктивно-эксплуатац. и экономич. показателям: стабильности, точности и времени настройки, эргономичности, надёжности, ремонтопригодности, энергетич. экономичности, массе и габаритам, стоимости, мобильности и др.

Основные параметры Р. у. Чувствительность Р. у. характеризует его способность принимать слабые сигналы и количественно определяется мин. эдс или номинальной мощностью P_A в антенне, при к-рых на выходе Р. у. сигнал воспроизводится с требуемым качеством. Под последним обычно понимается обеспечение либо нормального функционирования оконечного устройства при заданном отношении сигнал — шум на выходе Р. у., либо одного из вероятностных критериев принятого сигнала.

При приёме сравнительно сильных сигналов (нещательный приём), в условиях относительно слабого влияния помех чувствительность Р. у. ограничивается усилением УТ. Если сигнал и помехи сонаправлены, повышение усиления не приводит к росту чувствительности. Поскольку кроме внеш. помех на выходе УТ всегда присутствуют помехи, обусловленные в осн. флуктуац. шумами (см. *Флуктуации электрические*), предел чувствительности определяется последними. Реальная чувствительность Р. у. определяется соотношениями

$$P_A = P_{с.вх} = \frac{P_{ш.вых}}{K_р} \quad D = kT_0 П_ш K_{ш.пр} D;$$

$$E_A = \sqrt{4kT_0 П_ш K_{ш.пр} D R_A},$$

где T_0 = 293 К, $П_ш$ — шумовая полоса (полоса частот, в к-рой оценивается интенсивность шумов), $K_р = P_{с.вых}/P_{с.вх}$ — коэф. усиления мощности УТ, $P_{с.вх}$; $P_{с.вых}$ — мощность сигнала соответственно на входе и выходе УТ, $D = P_{с.вых}/P_{ш.вых}$ — коэф. различимости, $P_{ш.вых}$ — мощность шумов на выходе УТ, R_A — полное активное сопротивление антенны,

$$K_{ш.пр} = \frac{P_{с.вх}/P_{ш.вх}}{P_{с.вых}/P_{ш.вых}} —$$

коэф. шума Р. у., $P_{ш.вх}$ — мощность шумов на входе УТ. При $D = 1$ достигается пороговая чувствительность $P_{Anop} = P_{ш.вых}/K_р$. Для оценки шумовых свойств малошумящих Р. у. используется также шумовая темп-ра $T_{ш.пр} = (K_{ш.пр} - 1)T_0$. Р. у. СВЧ имеют чувствительность 10^{-9}—10^{-19} Вт или шумовую темп-ру 5—500 К, чувствительность Р. у. умеренно высоких частот находится в зависимости от назначения в пределах от десятых долей до тыс. мкВт.

Избирательностью Р. у. называют его способность отделять полезный сигнал от мешающих, основанную на использовании отличит. признаков полезных и мешающих сигналов: направлении распространения и времени действия, поляризации, амплитуды, частоты и фазы. Пространственная и поляризац. избирательность достигается применением антенн с острой *диаграммой направленности* или с электронно-управляемым лучом (в фазированных *антенных решётках*), их настройкой на соответствующую поляризацию сигнала. Временная избирательность (при приёме импульсных сигналов) достигается отпиранием Р. у. лишь на время действия полезного сигнала. Осн. значение имеет частотная избирательность, поскольку в большинстве РТС сигналы отличаются по частоте и их разделение осуществляется с помощью резонансных электрич. цепей и *фильтров электрических* (см. также *Резонансный усилитель*). Различают односигнальную и многосигнальную избирательность.

Односигнальная избирательность определяется амплитудно-частотными характеристиками (АЧХ) избирательных цепей в УТ при действии на вход Р. у. только одного слабого сигнала — полезного или мешающего, не вызывающего нелинейных эффектов. Количественно избирательность оценивается чаще всего отношением, показывающим, во сколько раз усиление УТ (или отдельного его каскада) для полезного сигнала больше усиления для мешающего сигнала. Др. мерой оценки односигнальной избирательности служит коэф. прямоугольности, равный отношению полос пропускания УТ (или отдельных его каскадов) при двух значениях нормированного коэф. усиления, обычно 3 дБ и 60 дБ: чем ближе этот коэф. к единице, тем больше АЧХ реального каскада совпадает с идеальной прямоуг. характеристикой и тем выше односигнальная избирательность.

Обычно приём слабого сигнала осуществляется на фоне одной или неск. значительных по уровню внеполосных помех (т. е. помех, не попадающих в полосу пропускания Р. у.), при этом начинает проявляться нелинейность УТ и его АЧХ уже не полностью характеризует реальную избирательность Р. у., для оценки к-рой используется многосигнальная (двух- и трёхсигнальная) избирательность. Нелинейные эффекты в УТ обусловлены гл. обр. нелинейностью вольт-амперной характеристики его активных элементов (диодов, транзисторов и др.) при больших уровнях сигнала или помех и вызывают такие явления, как интермодуляция, перекрёстные искажения, блокирование, сжатие амплитуды. Интермодуляция (взаимная модуляция) возникает вследствие образования сигналов с комбинир. частотами при нелинейном преобразовании в УТ двух и более помех. Если эти составляющие в УТ далее усиливаются, создаётся побочный канал приёма. Количественно интермодуляция оценивается отношением уровня промодулиров. сигнала на выходе УТ к уровню одного из взаимодействующих сигналов.

Перекрёстные искажения проявляются в переносе модуляции с мешающего внеполосного сигнала на полезный. Блокирование выражается в уменьшении усиления полезного сигнала под действием мешающего сигнала близкой частоты и оценивается уровнем последнего, вызывающим ослабление на 3 дБ выходной мощности полезного сигнала. В режиме большого полезного сигнала наблюдается явление сжатия амплитуды, т. е. нарушения линейной зависимости между амплитудами сигнала на входе и выходе УТ. Повышение реальной избирательности достигается снижением с помощью фильтрующих цепей уровня помех на входе первого усилительного (нелинейного) элемента и принятием мер по линеаризации его характеристик.

Верность воспроизведения сообщений — это способность Р. у. в отсутствие помех воспроизводить на выходе с заданной точностью закон модуляции принимаемых сигналов. Количественно оценивается искажениями, т. е. изменениями формы выходного сигнала по сравнению с модулирующей ф-цией. Линейные (амплитудные и фазовые) искажения, обусловленные инерционностью элементов УТ, не сопровождаются появлением в спектре сигнала новых составляющих, не зависят от уровня входного сигнала и глубины модуляции; амплитудные искажения проявляются в изменении соотношения амплитуд спектральных составляющих. Оценка *фазовых искажений*, проявляющихся в неравенстве сдвигов во времени разл. составляющих спектра сигнала при прохождении через УТ, проводится с использованием характеристики группового запаздывания. При слуховом приёме существенны лишь амплитудные искажения, при визуальном, особенно телевизионном,— также и фазовые. Для оценки линейных искажений при визуальном приёме пользуются, кроме того, т. н. переходной характеристикой Р. у., представляющей временну́ю зависимость выходного напряжения при подаче сигнала с единичным скачком модулирующего напряжения.

Нелинейные искажения оцениваются коэф. гармонических искажений. Динамич. диапазон Р. у. определяется отношением макс. уровня сигнала, ограниченного допустимыми нелинейными искажениями в УТ, к чувствительности и характеризует пределы изменения уровня входных сигналов, в к-рых УТ практически линеен. С помощью автоматич. регулировки усиления достигается динамич. диапазон 100—120 дБ.

Помехоустойчивость — способность Р. у. обеспечивать необходимое качество приёма при действии разл. видов помех, разделяемых на мультипликативные, связанные со случайными изменениями свойств среды распространения эл.-магн. волн и приводящие к *замираниям*, искажениям формы сигнала, межсимвольной интерференции и т. п., и аддитивные, образующиеся в результате суммирования посторонних эл.-магн. колебаний с полезным сигналом. Последние делятся на естественные (атмосферные и космич. шумы, шумы теплового излучения Земли) и искусственные, в числе к-рых создаваемые сторонними радиопередатчиками, индустриальные и т. п. Помехи, не попадающие в осн. канал приёма (внеканальные), ослабляются цепями, обеспечивающими частотную избирательность Р. у. Для подавления внутриканальных помех используется отличие их спектральных, временны́х и др. характеристик от характеристик сигнала, для чего применяют помехоустойчивые виды модуляции, корректирующие коды и спец. виды обработки сигналов. Для количеств. оценки помехоустойчивости используются вероятностный, энергетич. и артикуляц. критерии. Под восприимчивостью Р. у. понимают его реакцию на помехи, действующие как на антенну, так и на др. цели — питания, управления и коммутации.

Существует неск. типов УТ, структурные схемы к-рых показаны на рис. 2. В Р. у. с прямым преобразованием сигнала (рис. 2, *а*) входными цепями (ВЦ) резонансного или фильтрового типа осуществляется частотная избирательность, а затем производится демодуляция сигнала (Д) и его последующее усиление на частоте модуляции (УЧМ). Простейшие устройства этого типа — детекторные были исторически первыми Р. у., их недостаток — низкая чувствительность, поэтому их применение ограничено СВЧ-системами анализа эл.-магн. обстановки и т. п. Применение более сложных демодуляторов, напр. автокорреляционного, позволяет реализовать простые и надёжные Р. у. сигналов относительной фазовой телеграфии с высокой помехоустойчивостью.

Рис. 2. Структурные схемы усилительно-преобразовательных трактов: *а* — с прямым преобразованием сигнала; *б* — с прямым преобразованием сигнала гетеродинированием; *в* — тракт прямого усиления; *г* — супергетеродин.

Разновидность Р. у. с прямым преобразованием сигнала — устройства с прямым гетеродинированием сигнала СВЧ на видеочастоту с помощью смесителя (СМ) и гетеродина (Г) (рис. 2, *б*). В этом случае осн. усиление и избирательность осуществляются на видеочастоте, а к преобразователю частоты (ПЧ) предъявляются повыш. требования к динамич. диапазону, коэф. шума, уровню интермодуляционных помех. Одноканальные Р. у. с независимым гетеродином используются, в частности, в доплеровских радиолокац. системах для измерения скорости объекта наблюдения. Квадратурные ПЧ позволяют осуществлять демодуляцию сигнала с любыми видами модуляции при сохранении информации об амплитуде и фазе исходного радиосигнала.

В Р. у. прямого усиления (рис. 2, *в*) входная цепь осуществляет предварит. частотную избирательность и согласовывает антенну со входом малошумящего усилителя (МШУ), осн. назначение к-рого — повышение чувствительности устройства за счёт снижения уровня собств. шумов. Следующий затем усилитель радиочастоты (УРЧ) обеспечивает осн. усиление тракта и частотную фильтрацию сигнала от помех. Настройка на полезный сигнал производится синхронной перестройкой по частоте входной цепи, МШУ и УРЧ. Несмотря на использование афф. МШУ и сложных частотно-избирательных цепей, такие Р. у. из-за ряда трудностей техн. характера применяют лишь при сравнительно невысоких требованиях к чувствительности и избирательности.

В Р. у. прямого усиления функции МШУ и УРЧ могут выполняться разл. регенеративными усилителями: квантовыми парамагнитными — мазерами, параметрическими, на *туннельных диодах*, *Ганна диодах* и др., в к-рых в колебательную систему в сигнальном тракте вносится обусловленное разл. физ. явлениями *отрицательное дифференциальное сопротивление*, обеспечивающее усиление по мощности за счёт перекачки энергии от источника питания (накачки). Регенеративные усилители могут обладать весьма малыми коэф. шума и значительным усилением по мощности, что позволяет

обойтись одним каскадом УРЧ, однако они относительно узкополосны и требуют повыш. внимания к вопросам обеспечения устойчивости по отношению к дестабилизирующим факторам. В супергенераторе вносимое в колебательную систему отрицат. сопротивление таково, что в течение части периода в ней самовозбуждаются *автоколебания*. Р. у. с супергенераторами в качестве УРЧ свойственны значит. искажения сигнала и опасность паразитного излучения через приёмную антенну, вследствие чего их применение ограничено портативными устройствами СВЧ, отвечающими сравнительно невысоким требованиям.

Осн. тип построения УТ разл. классов Р. у.— супергетеродин (рис. 2, *г*) с одно- или многократным *преобразованием частоты*. Входная цепь, МШУ и УРЧ образуют т. н. преселектор, обеспечивающий чувствительность и предварит. частотную избирательность Р. у. В результате одноврем. воздействия усиленного сигнала и колебаний гетеродина на *смеситель*, содержащий нелинейный элемент или элемент с переменным параметром, на выходе образуются колебания с гармониками и комбинационными составляющими с частотами $f = |nf_г \pm mf_с|$; $n, m = 0, 1, 2....$ Одна из этих составляющих выделяется фильтром и используется в качестве новой несущей выходного сигнала с частотой, называемой промежуточной $f_{пр}$. Обычно $f_{пр} = |f_г - f_с|$, $f_г \gtrless f_с$ (разностное преобразование); при этом $f_г$ выбирается так, чтобы $f_{пр}$ была ниже границы диапазона рабочих частот Р. у. Реже используются преобразования при $n = 2, 3, ...$ и суммарное преобразование с $f_{пр} = f_г + f_с$. В процессе преобразования происходит перенос спектра сигнала в область $f_{пр}$ без нарушения амплитудных и фазовых соотношений его составляющих, т. е. ПЧ линеен по сигналу. За ПЧ следует усилитель промежуточной частоты (УПЧ), частотно-избирательные цепи к-рого обеспечивают осн. избирательность супергетеродина по соседнему каналу. Для обеспечения $f_{пр} = \text{const}$ при перестройке Р. у. в рабочем диапазоне частот реализуется сопряжённая настройка входной цепи, избирательных цепей УРЧ (МШУ) и гетеродина. Перенос сигнала на более низкую фиксированную частоту позволяет сравнительно просто реализовать в УПЧ достаточно устойчивое усиление, обеспечить высокую частотную избирательность, а также оптимальную фильтрацию сигнала от помех с помощью согласованных фильтров, однако вызывает и такие нежелат. эффекты, как образование побочных каналов приёма (зеркального, интермодуляционного, комбинационного, прямого), влияние нестабильности частоты гетеродина на настройку, возможность излучения колебаний гетеродина через приёмную антенну. Такая возможность наиб. реальна при отсутствии УРЧ (МШУ), когда первым каскадом УТ является ПЧ, как это зачастую имеет место в Р. у. миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Весьма высокие требования к избирательности по соседнему и зеркальному каналам выполняются в супергетеродинах с последовательным многократным преобразованием частоты.

Чувствительность Р. у., особенно в СВЧ-диапазоне, решающим образом зависит от коэф. шума и усиления по мощности первых каскадов УТ. На рис. 3 приведены обобщённые шумовые характеристики МШУ и диодных смесителей. Наименьшим уровнем шумов обладают охлаждаемые квантовые парамаги. усилители, однако вследствие высокой сложности и стоимости, плохих массогабаритных показателей их использование ограничено практически радиоастрономическими Р. у. Весьма низким уровнем шумов обладают также охлаждаемые параметрич. усилители и усилители на *полевых транзисторах* с барьером Шоттки (УПТШ), причём массогабаритные показатели допускают их применение даже в бортовых Р. у. Оба типа устройств применяются преим. в наземных Р. у. систем космич. связи, причём вследствие большей простоты и технологичности полевых транзисторов они постепенно вытесняют параметрич. усилители. Неохлаждаемые параметрич. усилители и УПТШ широко используются в бортовых Р. у. космич. систем, а УПТШ также и в Р. у. наземных радиорелейных линий разл. типов, в радиолокац. и др. системах на частотах выше 4—6 ГГц. На более низких частотах МШУ и УРЧ реализуются преим. на *транзисторах биполярных. Лампы бегущей волны* вытесняются полупроводниковыми приборами во всех частотных диапазонах, включая СВЧ. На миллиметровых и субмиллиметровых волнах нервым каскадом Р. у. служит чаще всего ПЧ с балансным смесителем на диодах с барьером Шоттки, причём широко используется схема с возвращением энергии комбинац. частот.

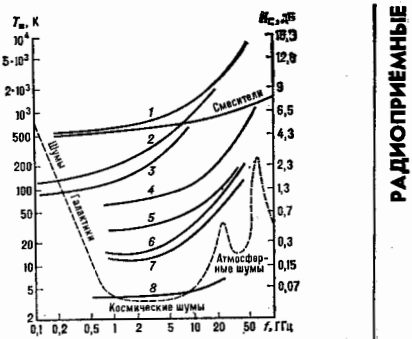


Рис. 3. Зависимость шумовых параметров МШУ и диодных смесителей от частоты [4]: *1* — лампа бегущей волны; *2* — усилитель на туннельном диоде; *3* — усилитель на биполярном транзисторе; *4* — УПТШ; *5* — полупроводниковый ПУ; *6* — УПТШ, охлаждаемый до 20 К; *7* — полупроводниковый ПУ, охлаждаемый до 20 К; *8* — квантовый парамагнитный усилитель, охлаждаемый до 4 К.

В качестве источников гетеродинных колебаний применяются обычно маломощные генераторы на разл. активных элементах (транзисторах, ИС, диодах Ганна, клистронах и др.) с относит. частотной нестабильностью 10^{-3}—10^{-2}, достигаемой использованием разнообразных типов резонаторов: резонансных контуров с сосредоточенными и распределёнными параметрами, кварцевых, дизлектрич., на поверхностных акустич. волнах и т. п. Используется термостатирование генераторов и перенос высокостабильных колебаний в СВЧ-диапазон с помощью транзисторно-варакторных цепочек. Широко применяются декадные синтезаторы частот с дискретным частотным интервалом, построенные на основе систем фазовой автонодстройки частоты с переменным делителем частоты, а также по методу суммирования импульсных последовательностей.

В интегральной технике решается широкий круг задач обработки сигнала, подразделяемых на группы, для каждой из к-рых может быть синтезирована типовая оптимальная структура тракта. Структурный синтез оптимального Р. у. разработан в осн. для случая воздействия аддитивных широкополосных шумовых помех гауссового или марковского типа, что характерно, в частности, для диапазонов метровых, дециметровых и сантиметровых волн в отсутствие искусств. помех. Первая группа задач — оценка (фильтрация) непрерывного сообщения, существенно изменяющегося на интервале наблюдения. При приёме модулиров. колебаний процесс фильтрации сообщения эквивалентен процессу демодуляции. Этот круг задач решается с использованием оптимальных линейных фильтров, сложных частотных и фазовых демодуляторов. Вторая

группа — приём дискретных сообщений — включает бинарное обнаружение (приём двоичных сигналов с пассивной паузой в импульсных и цифровых РТС, обнаружение сигнала в радиолокации), распознавание двух сигналов, обнаружение и распознавание неск. сигналов. Применяются оптимальные фильтры, как согласованные с сигналом, так и нечувствительные к его фазе, корреляторы, фазовые обнаружители, устройства синхронизации и др. Третья группа задач связана с оценкой разл. параметров принимаемых сигналов в предположении, что на интервале наблюдения соответствующий параметр не изменяется. Это осн. задачи Р. у. РТС измерит. типа — радиолокационных, радионавигационных, радиотелеметрических, в них широко применяются сложные сигналы (шумоподобные, с линейной частотной модуляцией и др.).

В устройствах управления и отображения используются электронные исполнительные элементы *(варикапы, pin-диоды, полевые транзисторы)*, управляемые, в зависимости от функционального и информац. назначения Р. у., в аналоговой форме, с помощью непрограммируемых и программируемых цифровых устройств, *микропроцессоров* и перепрограммируемых постоянных устройств памяти, причём существует тенденция к вытеснению аналоговых устройств цифровыми (см. также *Памяти устройства*). Индикация одномерных величин (частоты настройки, уровня сигнала и т. п.) производится на цифровых, знаковых или линейных светодиодных индикаторах, двумерная индикация осуществляется на осциллографических, мозаичных светодиодных индикаторах, дисплеях на жидких кристаллах и др.

Осн. направления развития Р. у.: широкое внедрение цифровых методов оптимальной обработки сигналов и цифровых устройств управления и отображения; более эффективное использование СВЧ-диапазона, освоение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов; комплексная микроминиатюризация с повышением степени интеграции, внедрением СВЧ- и сверхскоростных ИС.

Лит.: Радиоприемные устройства, под ред. Л. Г. Барулина, М., 1984; Головин О. В., Профессиональные радиоприемные устройства декаметрового диапазона, М., 1985; Кононович Л. М., Современный радиовещательный приемник, М., 1986; Твердотельные устройства СВЧ в технике связи, М., 1988; Радиоприемные устройства, под ред. А. П. Жуковского, М., 1989; Розанов Б. А., Розанов С. Б., Приемники миллиметровых волн, М., 1989.

Н. Н. Фомин.

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ — раздел физики, в к-ром изучаются спектры поглощения разл. веществ в диапазоне радиоволн (на частотах эл.-магн. поля от 10^3 до $6\cdot10^{11}$ Гц). В более широком смысле к Р. относят также исследования резонансной дисперсии, релаксации, нелинейных явлений, индуциров. испускания и др. явлений резонансного взаимодействия эл.-магн. и акустич. полей указанного диапазона с квантовыми системами.

Резонансное поглощение в диапазоне радиоволн обусловлено индуциров. переходами между уровнями энергии $\mathscr{E}_i$ атомов, молекул, атомных ядер и пр., удовлетворяющими условию

$$\Delta\mathscr{E}=\mathscr{E}_i-\mathscr{E}_j=h\nu, \qquad (1)$$

где ν — частота радиоволны. Такие интервалы энергии возникают, напр., при взаимодействии магн. моментов электронов и ядер с внеш. магн. полем [см. *Зеемана эффект*, *Электронный парамагнитный резонанс* (ЭПР), *Ядерный магнитный резонанс* (ЯМР)]; электрич. квадрупольных моментов ядер с градиентом внутрикристаллич. поля [см. *Ядерный квадрупольный резонанс* (ЯКР)]; при взаимодействии магн. моментов электронов и ядер (сверхтонкое расщепление уровней энергии); во вращательных спектрах молекул в газах (см. *Микроволновая спектроскопия*); при туннелировании атомов, ионов и молекулярных фрагментов в кристаллах и стёклах; при коллективном взаимодействии электронов в магнитоупорядоченных веществах (см. *Ферромагнитный резонанс*, *Антиферромагнитный резонанс*); при движении электронов проводимости в магн. поле (см. *Циклотронный резонанс*) и пр. Интервалы $\Delta\mathscr{E}$ между уровнями энергии, изучаемые в Р., обычно соответствуют диапазону СВЧ (10^8—$3\cdot10^{11}$ Гц), а в случае ЯМР и ЯКР — диапазону ВЧ (10^3—$3\cdot10^8$ Гц). Столь малые интервалы, как правило, не удаётся разрешить в оптич. и ИК-спектрах, их можно зарегистрировать только методами Р.

По сравнению с оптич. *спектроскопией* и *инфракрасной спектроскопией* Р. имеет ряд особенностей. В Р. практически отсутствует аппаратурное уширение спектральных линий, поскольку в качестве источника радиоволн используют когерентные генераторы, а частоту ν можно измерить с высокой точностью. Отсутствует и типичное для оптич. диапазона радиационное уширение, т. к. вероятность спонтанного испускания, пропорциональная ν^3, в диапазоне радиоволны пренебрежимо мала. Из-за малой энергии $h\nu$ на единицу мощности приходится большое число квантов, что практически устраняет квантовомеханич. неопределённость фазы радиочастотного поля, к-рое можно описывать классически. Всё это позволяет получать информацию о веществе из точных измерений формы резонансных линий, к-рая определяется в Р. взаимодействием микрочастиц друг с другом, с тепловыми колебаниями матрицы и др. полями, а также их движением (в частности, *Доплера эффектом* в газах). Ширина линий в Р. меняется в очень широких пределах: от ~1 Гц для ЯМР в жидкостях до ~10^{10} Гц для ЭПР в концентриров. парамагнетиках, ферромагн. резонанса, *парамагнитного резонанса* ионов в твёрдых телах.

С др. стороны, из-за малой величины $\Delta\mathscr{E}$ уменьшается чувствительность методов Р. Интенсивность регистрируемых спектров определяется преобладанием поглощения эл.-магн. энергии над ей индуциров. испусканием, т. е. разностью населённостей N_j-N_i уровней энергии, между к-рыми происходят переходы. В условиях теплового равновесия при темп-ре T эти населённости подчиняются *Больцмана распределению*, откуда для невырожденных уровней

$$\Delta N=N_j-N_i=(N_i+N_j)\mathrm{th}(\Delta\mathscr{E}/2kT). \qquad (2)$$

В оптич. спектроскопии, как правило, $\Delta\mathscr{E}\gg kT$ (заселён практически только ниж. уровень); в Р., напротив, вплоть до $T\sim1$ К выполняется неравенство $\Delta\mathscr{E}\ll kT$, поэтому величина ΔN мала и обратно пропорциональна темп-ре.

Для получения спектров последуемое вещество помещают в объёмный резонатор, волновод или ВЧ-ковертур и в зависимости от типа резонансных переходов (магн. или электрич.) подвергают действию соответствующей компоненты эл.-магн. поля. Магн. дипольные переходы характерны для всех видов *магнитного резонанса* (ЭПР, ЯМР, ЯКР и т. д.), электрич. переходы — для микроволновых спектров газов, парамагнитн. резонанса и др. Эксперим. методы регистрации спектров в Р. можно разделить на стационарные, импульсные и косвенные.

В стационарных методах образец непрерывно облучают достаточно слабым (не вызывающим когерентных эффектов) эл.-магн. полем, частоту к-рого медленно изменяют. При выполнении условия (1) часть энергии поля поглощается веществом, что регистрируют по соответствующему уменьшению амплитуды эл.-магн. колебаний. Зависимость коэф. поглощения от частоты ν и представляет собой стационарный спектр поглощения. Вместо изменения частоты в Р. часто применяют эквивалентное изменение внеш. магн. или электрич. поля, влияющего на условие резонанса (1).

Мощность P эл.-магн. поля, поглощаемая веществом на частоте ν, равна

$$P=h\nu\Delta Ng(\nu)|W_{ij}|^2, \qquad (3)$$

где ΔN определяется ф-лой (2), $g(\nu)$ — плотность состояний на частоте перехода, определяющая форму и ширину линии поглощения, а величина W_{ij} пропорциональна недиагональному матричному элементу оператора магн. (электрич.) дипольного момента частицы и амплитуде соответствующей компоненты радиочастотного поля.

Стационарное поглощение веществом мощности P предполагает дальнейшую передачу энергии термостату, роль к-рого обычно выполняют степени свободы, связанные с тепловым движением (колебания кристаллич. решётки, хаотич. движение молекул жидкости, кинетич. энергия электронов проводимости и пр.). Указанный процесс называют продольной релаксацией и характеризуют постоянной времени τ_1. При росте мощности эл.-магн. поля до значений, обеспечивающих условие $g(\nu)|W_{ij}|^2\tau_1 \gtrsim 1$, продольная релаксация уже не успевает отводить в термостат поступающую энергию, происходит насыщение резонансного поглощения ($\Delta N \to 0$). Насыщение используют в Р. для измерения τ_1 и получения информации о движении частиц, спин-фононных взаимодействиях и пр.

Импульсные методы получили распространение в ЯМР, ЯКР и отчасти в ЭПР. При этом вещество подвергается действию короткого мощного радиочастотного импульса, переводящего систему частиц в когерентное нестационарное квантовое состояние, являющееся суперпозицией состояний $|\mathscr{E}_i\rangle$ и $|\mathscr{E}_j\rangle$. Возникающее при этом движение ансамбля частиц (в случае магн. резонанса — когерентная прецессия спинов вокруг постоянного магн. поля) генерирует в датчике сигнал свободной индукции $F(t)$. Взаимодействие частиц друг с другом и с разл. полями приводит к потере когерентности и затуханию $F(t)$ с характерным временем поперечной релаксации τ_2. Ф-ция $F(t)$ содержит полную информацию о спектре поглощения и связана с ним преобразованием Фурье. Применение двух и более последоват. импульсов позволяет частично компенсировать потерю когерентности (см. *Спиновое эхо*), что повышает чувствительность и разрешающую способность метода.

В косвенных методах резонансное поглощение радиочастотного поля регистрируют по изменению (обычно небольшому) нек-рых макроскопич. характеристик вещества. Ими могут быть, напр., интенсивность и поляризация оптич. люминесценции (оптич. детектирование), анизотропия γ- и β-радиоакт. излучения, траектории *молекулярных и атомных пучков* в неоднородном внеш. поле (см. также *Раби метод*), темп-ра образца, его способность к нек-рым хим. реакциям и пр. К косвенным методам можно отнести также *двойные резонансы*, в к-рых поглощение квантов одной частоты регистрируют по отклику на другой частоте. Для расширения возможностей Р. используют многоквантовые и параметрич. эффекты, акустич. методы (см., напр., *Акустический парамагнитный резонанс*). В ВЧ-области диапазона радиоволн (частота выше 10^{11} Гц) р. по своим методам и объектам исследования приближается к ИК-спектроскопии (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*).

Р. применяют в физике, химии, биологии, технике для получения детальной информации о внутр. структуре и атомно-молекулярной динамике твёрдых тел, жидкостей и газов, определения структуры и конформации молекул, измерения магн. и электрич. моментов микрочастиц, изучения их взаимодействий друг с другом и с разл. внеш. и внутр. полями. Методы Р. используют также для качеств. и количеств. хим. анализа, контроля хим. и биохим. реакций, определения структуры примесей и дефектов, измерения магн. полей, темп-ры, давления, для неразрушающего контроля материалов и изделий. В Р. было впервые получено индуциров. испускание, что привело к созданию *квантовых генераторов* и усилителей СВЧ-диапазона — *квантовых стандартов частоты* и чувствительных приёмников, а затем и *лазеров* (см. также *Квантовая электроника*). Один из видов двойного резонанса — динамич. поляризацию ядер (см. *Ориентированные ядра*, *Оверхаузера эффект*) — применяют при создании поляризованных ядерных мишеней. Р. используют также в медицине для получения диагностич. изображений внутр. органов (см. *Томография*).

Лит.: Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Инграм Д., Спектроскопия на высоких и сверхвысоких частотах, пер. с англ., М., 1959; Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Слихтер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Лундин А. Г., Федин Э. И., Ядерный магнитный резонанс. Основы и применения, Новосиб., 1980; Физические основы квантовой радиофизики, Л., 1985.

В. А. Ацаркин.

РАДИОТЕЛЕСКОП — устройство для приёма радиоизлучения космич. объектов. Состоит из трёх осн. частей: антенны, малошумящего приёмника (*радиометра*) и анализатора сигналов.

Антенна радиотелескопа собирает падающее на неё радиоизлучение с определ. участка неба, угл. размеры к-рого определяются шириной диаграммы направленности. Эффективность антенны зависит от её эфф. площади и *шумовой температуры*. Антенна находится в поле излучения Земли, к-рое соответствует шумовой темп-ре ок. 300 К. Чтобы избежать «засветки» излучением Земли, принимаются спец. меры. Используют т. н. скалярные (корригированные) облучатели антенн. Такой облучатель представляет собой конич. рупор с рёбристой поверхностью. Он обеспечивает максимально возможный приём сигнала со всей геом. поверхности зеркала антенны и минимально возможный вне его. Шумовая темп-ра антенны достигает мин. значений при использовании Кассегреновской (или Грегорианской) системы облучения (аналогичной соответствующим схемам *оптических телескопов*) в сочетании со скалярным облучателем во вторичном фокусе. В такой системе облучаемое вторичное зеркало находится на фоне неба, что уменьшает «засветку» излучением Земли. *Яркостная температура* неба в диапазоне сантиметровых и миллиметровых радиоволн составляет всего неск. градусов. Чтобы снизить потери, определяемые поглощением в атмосфере, Р. миллиметрового диапазона устанавливают высоко в горах.

Приёмник Р. имеет низкий уровень шумов. Для обеспечения минимальности шумовой темп-ры системы антенна — приёмник охлаждается не только усилитель, но и облучатель или его входная часть до 15—20 К. Шумовая темп-ра малошумящих транзисторных усилителей ~ 1—20 К и примерно равна частоте, выраженной в ГГц. На волнах миллиметрового диапазона применяются также *квантовые усилители* и *параметрические усилители*. После усиления сигнал обычно поступает на смеситель, где смешивается с сигналом гетеродина, и далее на анализатор. Это может быть просто квадратичный детектор, на выходе к-рого сигнал пропорционален измеряемой мощности (темп-ре), анализатор импульсного излучения пульсаров, спектроанализатор, система записи на широкополосный магнитофон (в случае наблюдений в режиме радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами). Результаты наблюдений обрабатываются на ЭВМ.

Для снижения разл. «паразитных» эффектов при измерении слабых сигналов от космич. объектов применяют ряд методов. Расчётная чувствительность измеряемого шумового сигнала $\delta T = T_c/\sqrt{\Delta f\tau}$ определяется радиометрич. выигрышем, равным $\sqrt{\Delta f\tau}$; в случае широких полос пропускания $\Delta f \sim 1$ ГГц и времени накопления сигналов $\tau \sim 10^3$с $[(\Delta f\tau)^{-1/2} \sim 10^{-6}]$, $\delta T \approx 20$ мкК (при $T_c \approx 20$ К). Чтобы выделить сигнал такого малого уровня, необходимо компенсировать (вычесть) собств. шумы аппаратуры и фона, напр. при помощи источника пост. тока. Это простейший случай — компенсац. метод. Однако реальная техн. чувствительность определяется стабильностью коэф. усиления аппаратуры, флук-

туациями в атмосфере и т. д. Снижение влияния этих факторов достигается методами амплитудной, диаграммной, частотной модуляции; нулевым, корреляционным. В методе амплитудной модуляции непосредственно на входе приёмника происходят быстрое сравнение измеряемой величины (сигнал объекта) с сигналом эталона (эквивалента) и выделения разностного сигнала на выходе приёмника. Если эталонный сигнал близок к измеряемой величине, то изменения уровня собств. шумов аппаратуры практически не влияют на измеряемую величину. Чувствительность этого метода $\delta T = T_{эк}/\sqrt{2\Delta f\tau}$. Практически полное исключение влияния изменения коэф. усиления радиометра достигается в нулевом методе — темп-ра эквивалента непрерывно подстраивается системой обратной связи под исследуемую темп-ру так, чтобы сигнал на выходе равнялся нулю. Измеряемой величиной в этом случае является темп-ра шумов эквивалента. В качестве эквивалента может быть выбрана близлежащая площадка неба, т. е. антенна попеременно наводится то на источник, то на площадку рядом с ним — диаграммная модуляция. При этом практически исключается влияние атмосферы. Диаграммная модуляция может осуществляться путём качания вторичного зеркала в системе Кассегрена, переключением выходов двух облучателей (расположенных в фокальной плоскости зеркальной антенны) либо переключением фазы сигнала в радиоинтерферометре. В случае спектральных исследований переключение может осуществляться по частоте, т. е. сравниваться с шумами вне спектральной линии,— частотная модуляция. В поляризац. и радиоинтерферецц. измерениях часто применяют корреляц. приём сигналов — двухканальный приёмник выделяет коррелированную составляющую сигнала. Собств. шумы аппаратуры в таком приёмнике не коррелируют между собой, в то время как принимаемый сигнал от точечного источника будет когерентным, т. е. будет коррелировать на выходе радиометра. Аналогичное явление происходит при приёме поляризов. сигнала источника на два ортогональных облучателя.

Лит. см. при ст. Антенна радиотелескопа, Апертурный синтез. *Л. И. Матвеенко.*

РАДИОФИЗИКА — раздел *физики*, охватывающий изучение и применение эл.-магн. колебаний и волн радиодиапазона, а также распространение развитых при этом методов в др. науки. На шкале эл.-магн. волн радиодиапазон занимает интервал частот от 10^4 до 10^{11} Гц (см. *Радиоволны*), и первоначально радиофиз. исследования придерживались этих границ. Со временем, однако, проявилась тенденция к «экспансии», и ныне Р. вобрала в себя физику эл.-магн. колебаний практически любого диапазона частот.

Совр. Р. имеет сложную и разветвлённую структуру, обеспечивающую: 1) техн. освоение всего охватываемого ею спектра эл.-магн. колебаний; 2) исследование физ. свойств линейных и нелинейных систем (сред) и создание их адекватных моделей; 3) обогащение новыми физ. идеями радиотехники, технологии и др. инженерных областей; 4) развитие методов метрологии в части измерения важнейших физ. параметров, констант и создание надёжных эталонных стандартов; 5) исследование свойств окружающего пространства; 6) изучение эл.-магн. проявлений биол. объектов.

Р. сформировалась в 30—40-е гг. 20 в. с развитием радиотехники, радиосвязи, радио- и телевещания, радионавигации и радиолокации, что потребовало освоения новых диапазонов частот, разработки и воплощения физ. принципов генерации, излучения, распространения и приёма радиоволн, модуляции и кодирования радиосигналов и т. д. В СССР развитие Р. связано с именами Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси и с созданной ими науч. школой.

Первоначально развитие Р. определялось тремя компонентами: теорией колебаний и волн, физ. электроникой и электродинамикой. Причём Р. не только использовала достижения в этих областях науки, но и способствовала их развитию.

Теория колебаний и волн содержит матем. аппарат для исследования процессов в колебат. системах (линейных и нелинейных, с сосредоточенными и распределёнными параметрами, постоянными или периодически изменяющимися во времени, см. *Колебания*). Особую роль играют исследования нелинейных колебаний (в частности, автоколебаний), лежащих в основе работы большинства *генераторов электромагнитных колебаний* радиодиапазона. Впоследствии в этот раздел вошли теоретич. и экспериментальные задачи, в к-рых колебат. движения являются частными (хотя и по-прежнему выделенными) случаями общих процессов. Сформировалось особое направление исследования динамич. поведения нелинейных систем, отвлечённое от их конкретной реализации с привлечением методов качественной теории дифференц. ур-ний, физического (аналогового) и численного моделирования. В Р. активно используется это новое направление, к-рое чаще наз. нелинейной динамикой (см. *Динамическая система*, *Нелинейные уравнения математической физики*).

В физ. электронике Р. стимулировала оптимизацию характеристик уже существовавших приборов и создание принципиально новых эл.-вакуумных, газоразрядных и твердотельных устройств. Быстродействие, простота управления, высокие значения кпд, перекрытие всех диапазонов частот и мощностей, высокая чувствительность, избирательность, перестраиваемость, низкий уровень шумов и др. требования, предъявляемые к разл. устройствам, могут быть удовлетворены только с привлечением разнообразных физ. явлений. Поэтому радиофиз. исследованиям сопутствовали, а иногда предшествовали исследования электронной и ионной эмиссии, полупроводниковой плазмы и разработка методов управления движением заряж. частиц (см. *Электронная и ионная оптика*, *Ускорители заряженных частиц*), изучение взаимодействия эл.-магн. полей с электронными потоками, с газоразрядной плазмой и с плазмой твёрдых тел и др. В результате развития представлений об автофазировке и группировке электронов, о самосогласованном синхронном взаимодействии частиц с эл.-магн. полем появились такие приборы, как клистрон, магнетрон, лампа бегущей волны, лампа обратной волны и др., а затем мазер на циклотронном резонансе, гиротрон, лазер на свободных электронах и т. п., к-рые являются и предметом изучения Р., и базой для радиофиз. исследований (см. *Релятивистская электроника*).

Электродинамика, в осн. опирающаяся на ур-ния Максвелла в линейных средах, обеспечила понимание процессов излучения, распространения и приёма радиоволн. Это позволило создать разл. элементы радиоаппаратуры как в ДВ-диапазонах (системы с сосредоточ. параметрами — колебат. контуры, фильтры, преобразователи и т. п.), так и в КВ-диапазонах (системы с распределёнными параметрами — линии передачи, волноводы, объёмные резонаторы, аттенюаторы и т. п.). Осн. направления исследования: излучение и *распространение радиоволн* в разл. средах (напр., в космич. плазме), с учётом анизотропии, поглощения, рефракции и дифракции, рассеяния, отражения и нелинейных эффектов, связанных со взаимодействием излучения с веществом, создание мн. типов *антенн*.

По мере развития Р. её методы проникали в др. области физики. В результате в Р. стали различать «физику для радио» и «радио для физики». Новые задачи, новые цели, а также освоение новых диапазонов частот привлекли в Р. идеи и методы из др. областей физики, в частности из оптики (приёмы управления волновыми пучками, принципы действия таких элементов, как линзы, зеркала, интерферометры, поляроиды и т. п.), что привело к появлению нового раздела Р.— *квазиоптики* (теория оптич. пучков с учётом поперечной диффузии

комплексных амплитуд, квазиоптич. линии передачи, открытые резонаторы и т. п.). С др. стороны, радиофиз. методы, развитые, напр., для сантиметрового диапазона длин волн, проникнув в оптику, заметно расширили её возможности, вызвав к жизни такие разделы, как *волоконная оптика, интегральная оптика, голография*. Поэтому иногда используют такие гибридные понятия, как «радиооптика», «оптоэлектроника». Затем мн. приёмы были перенесены и в др. разделы науки, прежде всего в акустику (напр., «акустоэлектроника»).

В результате взаимодействия с др. областями физики и обособления отд. разделов внутри Р. образовался ряд самостоят. направлений. Статистич. Р. охватывает такие вопросы, как флуктуац. процессы в колебат. и автоколебат. системах, управление формой и стабильностью спектральных линий генераторов, шумы приёмников и преобразователей, неравновесное излучение сред, распространение волн в средах со случайными неоднородностями. разработка и применение методов корреляц. анализа сигналов, предельные возможности получения голографич. изображений и др. проблемы. *Радиоспектроскопия* — совокупность методов, разработанных для измерения и расшифровки спектров излучения и поглощения атомов, молекул и кластеров, попадающих в интервал частот радиодиапазона, развития новых принципов диагностики и анализа сред. *Радиоастрономия* — разработка физ. методов приёма, обработки и интерпретации слабых сигналов, приходящих от космич. источников, создание антени и интерферометров с узкой диаграммной направленностью, исследование прроды радиоизлучения разл. источников. Изучение взаимодействия излучения с веществом на квантовом уровне, к-рое привело к созданию квантовых генераторов и усилителей для сверхкоротковолновых участков радиодиапазона, вызвало появление *квантовой электроники*. Иногда выделяют более общее направление — квантовую Р., к-рая обеспечивает новый теоретич. подход, опирающийся на сочетание классич. электродинамики (для описания излучения) и квантовой механики (для описания вещества). Сюда примыкает *микроэлектроника*, существенно изменившая идейное и технол. вооружение радиотехники (полупроводниковые приборы, интегральные схемы, криогенная электроника, высокотемпературная сверхпроводящая электроника, жидкие кристаллы и т. п.).

Т. о., круг рассматриваемых Р. вопросов и сфера её влияния непрерывно расширяются. Однако Р. остаётся традиционно самостоят. областью знаний и методов исследования, так или иначе связанных с использованием эл.-магн. излучения.

А. В. Гапонов-Грехов, М. А. Миллер.

РАДИОХИМИЯ — раздел химии, охватывающий исследования хим. свойств радиоакт. элементов и их соединений, когда использование обычных хим. методов невозможно или затруднено. Это — исследования короткоживущих радионуклидов, высокорадиоакт. веществ, *трансурановых элементов*. К Р. относят также проблемы получения *ядерного горючего* для *ядерных реакторов*, переработки радиоакт. отходов для подготовки их к захоронению и др.

РАДИОЭХО (радиоотклик) — радиосигнал, отражённый от одного или группы предметов или от области пространства, заполненной средой, способной рассеивать *радиоволны*, и принятый в том же пункте, где расположено *радиопередающее устройство*. Отражающими объектами служат как скопления насекомых, птиц и др., так и воздушные слоистые образования, а также вызванные *турбулентностью* среды неоднородности *атмосферы*. Анализ Р. входит в задачи *радиолокации* — определение расстояний до отражателя, его свойств, движений и изменений. Широкое развитие получили методы анализа Р. в физике атмосферы, геофизике и в метеорологии.

РАДИУС ИНЕРЦИИ — величина ρ, имеющая размерность длины, с помощью к-рой момент инерции тела относительно данной оси выражается ф-лой $I = M\rho$, где M — масса тела. Напр., для однородного шара радиуса R относительно оси, проходящей через его центр, $I = 0{,}4\,MR^2$, $\rho = \sqrt{0{,}4}\,R \approx 0{,}632\,R$.

РАДИУС ЯДРА среднеквадратичный — величина, характеризующая размеры ядра и определяемая соотношением

$$R=\sqrt{\int r^2\rho(r)d^3r/\int\rho(r)d^3r}\,.$$

Здесь r — расстояние до центра ядра, ρ — плотность нуклонов в ядре (см. *Ядро атомное*). В ядерной физике часто рассматривают также по отдельности Р. я. для нейтронов R_n (когда ρ_n — плотность нейтронов), для иротонов $R_p(\rho_p$ — плотность протонов) и заридовый радиус $R_{зар}[\rho_{зар}(r)$ — заридовая плотность ядра]. Последние 2 величины связаны соотношением

$$R_{зар}=\sqrt{R_p^2+r_p^2}\,,$$

где r_p — среднеквадратичный зарядовый радиус *протона*.

РАДОН (Radon), Rn,— радиоактивный хим. элемент VIII гр. периодич. системы элементов, ат. номер 86, инертный газ. Все изотопы Р. высокорадиоактивны; α-радиоактивные ^{222}Rn (собственно Р., $T_{1/2}$ = 3,824 сут), ^{220}Rn (имеет назв. т о р о н, Tn, $T_{1/2}$ = 55,6 с) и ^{219}Rn (а к т и о н, An, $T_{1/2}$ = 4,0 с) входят в состав естеств. радиоакт. рядов и в ничтожных кол-вах постоянно присутствуют в земной коре; ср. концентрация Р. в атмосфере $6\cdot10^{-17}$ массовых %; изотопы ^{223}Rn, ^{220}Rn и ^{219}Rn часто наз. эманациями. Искусственно получены изотопы ^{201}Rn—^{224}Rn, из них наиб. устойчив ^{211}Rn (электронный захват, β^+- и α-распад, $T_{1/2}$ = = 14,6 ч). Электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^2p^6$. Энергии последоват. ионизации 10,745, 21,4 и 29,4 эВ соответственно. Радиус атома Rn 0,22 нм.

При нормальных условиях плотность Р. 9,73 кг/м^3, $t_{кип}$ = —61,9 °С, $t_{пл}$ = —71 °С, критич. темп-ра 104,5 °С при критич. давлении 6,2 МПа, тройная точка соответствует —71 °С и давлению 0,07 МПа. Уд. теплота испарения 73,9 кДж/(кг·К), теплоёмкость c_p = = 90 Дж/(кг·К) (при 298 К и нормальном давлении). Растворимость Р. в 100 г воды 51,0 мл (0 °С) и 13,0 мл (50 °С).

Химически инертен, непосредственно реагирует только с F_2. С нек-рыми соединениями образует клатраты. Радоновые ванны применяются для лечения нек-рых заболеваний. По присутствию Р. в воздухе судят о наличии U и Th в приповерхностных слоях земной коры. На определении скорости выделения Р. из твёрдого тела при разл. темп-рах основан эманационный метод исследовании твёрдых тел. Существует предположение, что присутствие в воздухе Р. способствует возникновению нек-рых онкологич. заболеваний.

С. С. Бердоносов.

РАДОНА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ — интегральное преобразование ф-ции $f(x)$ от n вещественных переменных, $x = (x_1, \ldots, x_n)$, ставящее в соответствие ф-ции $f(x)$ её интеграл по $(n-1)$-мерной плоскости (гиперплоскости) $\Pi = \{\xi x = C\}$ (хотя бы один из вещественных параметров ξ_i, задающих положение Π в $\mathbb{R}^n$, не равен 0):

$$F(\xi,C)=\int d^n x f(x)\delta(\xi x-C)=\Big(\sum_{i=1}^{n}\xi_i^2\Big)^{-1/2}\int f(x)dV_\Pi,$$

где dV_Π — евклидов элемент объёма на Π.

Р. п. $F(\xi, C)$ ф-ции $f(x)$ — однородная ф-ции своих переменных степени —1, связанная с *Фурье преобразованием* $\tilde{f}(\xi)$ ф-ции $f(x)$ ф-лой

$$F(\xi,C)=(2\pi)^{-1}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\alpha\tilde{f}(\alpha\xi)\exp(-i\alpha C).$$

Ф-лы обращения Р. п. различны для чётных и нечётных n: для чётных n

$$f(x)=\frac{(-1)^{n/2}(n-1)!}{(2\pi)^n}\int_{\Gamma}d\Omega P\int_{-\infty}^{\infty}dCF(\xi,C)(C-\xi x)^{-n},$$

для нечётных n

$$f(x)=\frac{(-1)^{(n-1)/2}}{2(2\pi)^{n-1}}\int_{\Gamma}d\Omega F_C^{(n-1)}(\xi,\xi x).$$

Здесь Γ — произвольная поверхность в пространстве параметров ξ, окружающая начало координат, а

$$d\Omega=\sum_{k=1}^{n}(-1)^{k-1}d\xi_1\ldots d\xi_{k-1}\xi_k d\xi_{k+1}\ldots d\xi_n.$$

Символом F_C^{n-1} обозначена $(n-1)$-я производная Р. п. по последнему аргументу.

Ф-лы обращения решают задачу восстановления ф-ции по значениям её интегралов, взятых по всем гиперплоскостям пространства $\mathbb{R}^n$. Эта задача возникает, напр., в томографии, где $f(x)$ характеризует поглощение звука в данной точке x исследуемого объёма, а непосредственно измеряется её Р. п.— интегральные характеристики поглощения в последовательных плоских сечениях.

Лит.: Гельфанд И. М., Граев М. И., Виленкин Н. Я., Интегральная геометрия..., М., 1962; Функциональный анализ, под ред. С. Г. Крейна, М., 1964.

В. П. Павлов.

РАЗВЁРТКА электронная — перемещение электронного луча в электронно-лучевом приборе (осциллографич. трубке, кинескопе, электронно-оптич. преобразователе и т. п.) с целью изучения функциональной зависимости нек-рой физ. величины от независимой переменной.

Наиб. распространено исследование процессов во времени (временна́я Р.). При рассмотрении исследуемого процесса в прямоуг. системе координат в зависимости от отклоняющей системы электронного луча в качестве временно́й Р. применяют генераторы пилообразного напряжения или генераторы пилообразного тока. Эти устройства обеспечивают передвижение электронного луча с пост. скоростью и позволяют получить линейный масштаб по оси времени (линейная Р.), в то время как наблюдаемая величина вызывает отклонение вдоль др. оси. В нек-рых случаях информация о наблюдаемой величине осуществляется не отклонением луча, а изменением его яркости. Для наблюдения редко повторяющихся или однократных процессов применяются устройства, способные генерировать одиночные импульсы пилообразного напряжения или тока в момент действия исследуемого процесса (см. *Осциллограф*, *Генератор пилообразного напряжения*).

Размеры экрана электронно-лучевой трубки или кинескопа ограничивают длину линейной Р., а следовательно, и возможность детального рассмотрения процесса, длящегося больше, чем время прохождения электронного луча по экрану при выбранной скорости Р. Для устранения этого недостатка применяют полярную систему координат и соответственно круговую или спиральную Р. Такие Р. создаются одноврем. подачей на две взаимно-перпендикулярные отклоняющие системы двух сдвинутых по фазе на 90° синусоидальных напряжений или токов с пост. амплитудой (круговая Р.) или с амплитудой, медленно изменяющейся по сравнению с их периодом (спиральная Р.).

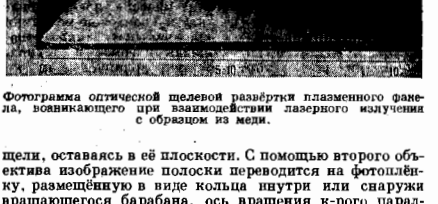
При наблюдении функциональной зависимости изучаемой величины не от времени, а от к.-л. другой независимой переменной последняя, в свою очередь, всегда является ф-цией времени. Так, напр., при изучении зависимости анодного тока электронной лампы от напряжения на её управляющей сетке анодный ток или падение напряжения на известном сопротивлении, пропорциональное этому току, воздействует на одну отклоняющую систему осциллографич. трубки, а сеточное напряжение (независимая переменная), изменяясь по к.-л. закону во времени, воздействует на вторую отклоняющую систему. Т. о., время, в явном или неявном виде, всегда участвует в Р.

Наряду с осциллографич. применениями Р. играет весьма важную роль в радиолокации, радионавигации и телевидении.

И. С. Абрамсон.

РАЗВЁРТКА ОПТИ́ЧЕСКАЯ — непрерывное во времени перемещение оптич. изображения самосветящегося или подсвеченного вспомогат. источником света объекта по поверхности светочувствит. элемента (фотогр. эмульсии, экрану электронно-оптич. преобразователя) с целью исследования быстропротекающих процессов — электрич. разрядов, детонации взрывчатых веществ и газовых смесей, распространения ударных волн, взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом и др. В отличие от скоростной киносъёмки, при к-рой фиксируют дискретные фазы изучаемого процесса, Р. о. обеспечивает его непрерывную регистрацию.

Р. о. осуществляют либо при неподвижном изображении за счёт движения светочувствит. слоя, либо при неподвижном фотослое за счёт движения изображения. В типичной схеме Р. о. первый объектив строит изображение исследуемого объекта в плоскости щели, к-рая вырезает из него узкую полоску; при развитии процесса это изображение перемещается вдоль



Фотограмма оптической щелевой развёртки плазменного факела, возникающего при взаимодействии лазерного излучения с образцом из меди.

щели, оставаясь в её плоскости. С помощью второго объектива изображение полоски переводится на фотоплёнку, размещённую в виде кольца внутри или снаружи вращающегося барабана, ось вращения к-рого параллельна щели. Подобные системы работают в ждущем режиме, не требуют сложных схем синхронизации и обеспечивают получение развёртки процессов с большим разбросом их начала по времени. Линейная скорость вращения плёнки, если она закреплена снаружи барабана, достигает 100 м/с, при закреплении внутри — 300—400 м/с. *Разрешающая способность* Р. о. по времени равна промежутку времени, за к-рый изображение щели проходит путь, равный её собств. ширине. При ширине изображения 0,1 мм разрешение по времени может достигать $(2—3)\cdot10^{-7}$ с. Повысить относит. скорость движения плёнки и изображения объекта позволяет зеркальная Р. о., при к-рой плёнка неподвижна, а перемещается изображение за счёт отражения от вращающегося плоского зеркала, скорость к-рого может быть значительно больше скорости барабана (до 10^5 об/мин). К тому же при вращении зеркала угл. скорость движения отражённого луча удваивается. Одиночное зеркало может быть заменено зеркальным многогранником (3—12 граней). Линейная скорость Р. о. с зеркальным 12-гранником до $4{,}5\cdot10^3$ м/с. Разрешение по времени приборов с зеркальной Р. о. при ширине щели 0,1 мм достигает $5\cdot10^{-9}$—$5\cdot10^{-8}$ с. Существуют две системы зеркальных Р. о.: 1) система с ограниченным

рабочим углом разворота зеркала, требующая синхронизации начала процесса с определ. положением зеркала; 2) система непрерывного действия (ждущая система), при к-рой на фотогр. материале всегда имеется изображение изучаемого явления и фоторегистрация может быть произведена в любой момент времени.

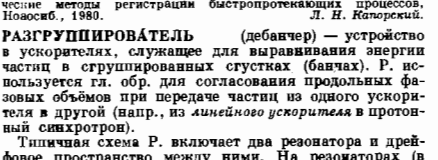
При изучении слабосветящихся быстропротекающих процессов Р. о. осуществляют с помощью электронно-оптич. преобразователя (ЭОП), к-рый одновременно выполняет роль усилителя яркости. Регистрацию изображения щели, на к-рую спроецировано изображение исследуемого объекта, производят на экране ЭОП с линейной развёрткой, регистрацию точечного изображения — с круговой развёрткой. Послесвечение люминесцентного экрана ЭОП позволяет регистрировать сразу всю картину Р. о. обычным фотографированием. Приборы с ЭОП, предназначенные для получения Р. о., имеют предельное разрешение $\sim 10^{-12}$—10^{-13} с (в рекордных случаях до 10^{-14} с) при разрешающей способности на экране 15—20 лин/мм. Пороговая чувствительность системы с ЭОП составляет 10^{-8}—10^{-9} Дж/см^2 в области спектральной чувствительности 400—1300 нм.

Лит.: Дубовик А. С., Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов, 3 изд., М., 1984; Климкин В. Ф., Папырин А. Н., Солоухин Р. И., Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов, Новосиб., 1980.

Л. Н. Капорский.

РАЗГРУППИРОВА́ТЕЛЬ (дебанчер) — устройство в ускорителях, служащее для выравнивания энергии частиц в сгруппированных сгустках (банчах). Р. используется гл. обр. для согласования продольных фазовых объёмов при передаче частиц из одного ускорителя в другой (напр., из *линейного ускорителя* в протонный синхротрон).

Типичная схема Р. включает два резонатора и дрейфовое пространство между ними. На резонаторах (в идеальном случае) создаётся пилообразное напряжение. В первом резонаторе сгруппиров. сгусток поворачивается в продольном фазовом пространстве (в плоскости z (или $\Delta\varphi$ — $\Delta p/p$), где $\Delta\varphi$ — отклонение по фазе, z — отклонение по продольной координате, а $\Delta p/p$ — по импульсу от соответствующих значений для равновесной — центральной — частицы). Первонач. фазовый объём, занятый сгустком (круг на рис. *а*), при этом деформируется, поскольку импульс впереди



летящих частиц увеличивается, а сзади летящих — падает. В дрейфовом пространстве пучок расплывается из-за наличия $\Delta p/p$ и его продольный размер увеличивается до требуемого значения (рис., *б*). Во втором резонаторе генерируется напряжение обратного знака, уменьшающее $\Delta p/p$ у частиц, летящих впереди, и увеличивающее его у частиц, летящих сзади. В итоге из второго резонатора выходит разгруппиров. пучок частиц с уменьшенным разбросом по импульсу (рис., *в*). В реальных резонаторах напряжение имеет форму, близкую к синусоидальной, и для разгруппировки используется линейный участок поля.

П. Р. Зенкевич.

РАЗДЕЛЕ́НИЯ ПЕРЕМЕ́ННЫХ МЕ́ТОД — метод отыскания частных решений *математической физики уравнений* путём разложения решения, зависящего от полного набора независимых переменных, в произведение сомножителей, зависящих от непересекающихся поднаборов независимых переменных. Если каждый сомножитель зависит лишь от одного переменного, то разделение переменных наз. п о л н ы м. Если по крайней мере один из сомножителей зависит от более чем одного независимого переменного, то разделение переменных наз. ч а с т и ч н ы м или R-разделением.

Решение ур-ния $Lu(x_1, \ldots, x_n) = 0$ представимо в виде произведения двух сомножителей

$$u(x_1, \ldots, x_n) = v(x_1, \ldots, x_k)w(x_{k+1}, \ldots, x_n),$$

когда дифференц. оператор L можно представить в виде суммы двух операторов L_1 и L_2, из к-рых L_1 действует только на v, L_2 — только на w:

$$L = L_1 + L_2;\ Lu = (L_1 + L_2)u = (L_1 + L_2)vw = wL_1v + vL_2w = 0.$$

Это позволяет записать исходное ур-ние в виде

$$Av = Bw,$$

где левая часть зависит только от $x_1, \ldots, x_k$, правая — только от $x_{k+1}, \ldots, x_n$, что возможно лишь при условии, если Av и Bw порознь равны одной и той же постоянной, называемой к о н с т а н т о й р а з д е л е н и я.

Существование систем координат, в к-рых данное ур-ние допускает разделение переменных, связано со свойствами симметрии ур-ния (его групповыми свойствами). Известны системы координат, в к-рых разделяются переменные всех классич. линейных ур-ний матем. физики (*Лапласа уравнения, волнового уравнения, диффузии уравнения, Шрёдингера уравнения* для разл. потенциалов и др.) и нек-рых *нелинейных уравнений математической физики* (напр., обычного и модифицированного *Кортевега — де Фриса уравнения, Шрёдингера уравнения нелинейного, синус-Гордона уравнения*). Все *специальные функции* матем. физики получены при помощи Р. п. м. из ур-ний Лапласа, Гельмгольца и диффузии. Частным случаем Р. п. м. являются понижение порядка *динамической системы* при выборе в качестве независимой переменной одного из первых интегралов, П-теорема *размерностей анализа*, нахождение частично инвариантных решений (напр., автомодельных) в теории групповых свойств дифференц. ур-ний.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Миллер У., Симметрия и разделение переменных, пер. с англ., М., 1981.

Ю. А. Данилов.

РАЗДУВА́ЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕ́ННАЯ (инфляционная Вселенная) — название теории начальной стадии развития Вселенной, предложенной в нач. 80-х гг. 20 в. с целью исправить ряд недостатков стандартного варианта *горячей Вселенной теории* (см. также *Космология*).

Согласно теории горячей Вселенной, пространственно-временные свойства Вселенной с большой степенью точности описываются одной из трёх моделей Фридмана — открытой, замкнутой или плоской. Во всех случаях Вселенная должна была родиться в сингулярном состоянии с бесконечно большими плотностью и темп-рой в нек-рый нач. момент времени $t = 0$ (модель Большого Взрыва). При последующем расширении темп-ра Вселенной должна была падать и постепенно достигнуть совр. значения $T \approx 2{,}7$ К (темп-ры *микроволнового фонового излучения*). В дальнейшем замкнутая Вселенная должна была бы снова сжаться до состояния с бесконечной плотностью и темп-рой, а открытая или плоская Вселенная — неограниченно расширяться, продолжая постепенно остывать.

Обладая рядом несомненных достоинств, теория горячей Вселенной в нек-рых отношениях оставалась не вполне удовлетворительной. К нач. 1980-х гг. выяснилось, что в рамках этой теории большинство создава-

емых единых теорий элементарных частиц приводит к космологич. следствиям, несовместимым с данными наблюдений. Так, напр., согласно единым теориям слабых, сильных и эл.-магн. взаимодействий (см. *Великое объединение*), в горячей Вселенной на самых ранних стадиях её существования должно было рождаться много сверхтяжёлых частиц — *магнитных монополей*. Плотность вещества, обусловленная этими частицами, к настоящему моменту должна была бы на 15 порядков превосходить наблюдаемую плотность вещества во Вселенной $\rho_0 \sim 10^{-29}$ г/см³. Теория горячей Вселенной не даёт ответов на вопросы: что было до Большого Взрыва; почему римановa геометрия, описывающая свойства пространства нашей Вселенной, с такой огромной степенью точности близка к евклидовой геометрии плоского мира; почему наблюдаемая часть Вселенной в ср. является однородной; откуда в этом однородном мире взялись нач. неоднородности, необходимые для образования галактик; почему разные части Вселенной, сформировавшиеся независимо друг от друга, в настоящее время выглядят практически одинаково; почему все части бесконечной плоской или открытой Вселенной должны были начать своё расширение одновременно. Если же Вселенная замкнута, то было неюнятно, как она могла прожить $\sim 10^{10}$ лет, несмотря на то, что типичное время жизни замкнутой горячей Вселенной не должно было бы сильно превосходить т. н. планковское время $t_P \sim M_P^{-1} \sim 10^{-43}$ с (рис. 1). Здесь $M_P \sim 10^{19}$ ГэВ — планковская масса, $M_P = G^{-1/2}$, где G — *гравитационная постоянная* [все величины приведены в системе единиц (принятой в теории элементарных частиц), в к-рой скорость света c и постоянная Планка $\hbar$ положены равными единице].

Ныне приобрели особую популярность *Калуцы — Клейна теория* и теория суперструн, согласно к-рым пространство-время Вселенной изначально имело размерность $d > 4$, но в нек-рых направлениях пространство как бы сжалось (скомпактифицировалось) в тонкую трубочку толщиной $l \sim M_P^{-1} \sim 10^{-33}$ см. Поэтому макроскопич. тела не могут двигаться в этих направлениях и пространство-время представляется четырёхмерным. От того, сколько измерений скомпактифицировалось и как именно произошла компактификация, зависят и эфф. размерность пространства Вселенной, и свойства элементарных частиц в нём. Пока не выяснено, почему скомпактифицировались именно $d-4$ измерения (пространство-время оказалось четырёхмерным) и почему после компактификации (и последующих процессов нарушения симметрии) физ. взаимодействия разделились на слабые, сильные и эл.-магнитные.

Осн. часть этих проблем можно решить (или обойти) в рамках теории Р. В. Общая черта разл. вариантов теории Р. В.— это наличие стадии экспоненциального (или квазиэкспоненциального) расширения Вселенной, находившейся в вакуумоподобном состоянии с большой плотностью энергии. Эту стадию наз. стадией раздувания или инфляции. После раздувания вакуумоподобное состояние распадается, рождающиеся при этом частицы взаимодействуют друг с другом, устанавливается термодинамич. равновесие и последующая эволюция происходит согласно теории горячей Вселенной (рис. 1).

В простейшем варианте теории Р. В. в изначальном вакуумоподобном состоянии находится пространство, заполненное достаточно однородным медленно меняющимся *скалярным полем* φ. Поля такого типа часто фигурируют в единых теориях элементарных частиц (т. н. *Хиггса поля*). Свойства иолей Хиггса во многом схожи со свойствами бозе-конденсата куперовских пар в теории сверхпроводимости (см. *Бозе — Эйнштейна конденсация*). Однако в отличие от обычного бозе-конденсата, однородное скалярное поле φ, рассматриваемое в совр. теориях элементарных частиц, выглядит одинаково как для движущегося, так и для покоящегося наблюдателя. В этом смысле однородное скалярное поле отличается от любой другой материальной среды, с к-рой можно было бы связать выделенную систему отсчёта (систему покоя среды). С точки зрения возможных проявлений, постоянное скалярное поле φ ведёт себя как несколько изменённое вакуумное состояние. Осн. ф-ция полей такого рода в единых теориях элементарных частиц состоит в том, что, по-разному взаимодействуя с разными частицами, поле φ меняет их массу и константы связи и тем самым нарушает симметрию между разными типами взаимодействий. Значение таких полей для космологии связано, в первую очередь, с тем, что пост. поле φ может иметь большую плотность энергии $V(\varphi)$, от величины к-рой зависит скорость расширения Вселенной.

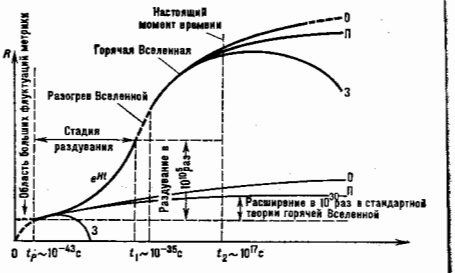


Рис. 1. Изменение размера горячей Вселенной (её масштабного фактора R) для трёх моделей Фридмана — открытой (О), плоской (П) и замкнутой (З) (тонкие линии). Жирными линиями изображены возможные пути эволюции раздувающейся области Вселенной. Из-за квантовогравитационных флуктуаций классическое описание расширения Вселенной возможно не ранее чем через 10^{-43} с от момента Большого Взрыва (или от момента начала раздувания в данной области), $t = 0$. За время раздувания ($\sim 10^{-35}$ с) раздувающаяся область Вселенной увеличивается в $10^{10^6} - 10^{10^{10}}$ раз.

В широком классе теорий, включающем теорию массивного скалярного поля $V(\varphi) = (m^2/2)\varphi^2$, расширение Вселенной тормозит процесс изменения поля φ. При больших значениях $V(\varphi)$ расширение идёт быстро, а величина поля φ меняется очень медленно. Поэтому плотность энергии $V(\varphi)$ в течение большого времени остаётся почти постоянной, т. е., в отличие от плотности обычного вещества, она почти не убывает при расширении Вселенной (плотность энергии вакуума не меняется при расширении). Это в конечном счёте и приводит к экспоненциально быстрому росту (раздуванию) областей Вселенной, заполненных большим полем $\varphi_{\text{нач}}(\varphi \gtrsim M_P$, рис. 2): масштабный фактор $R(t) \sim \exp(Ht)$, где $H = \sqrt{8\pi V(\varphi)/3M_P^2}$.

Причина того, что расширение Вселенной не приводит к убыванию энергии постоянного скалярного поля, состоит в том, что его тензор энергии-импульса пропорционален метрич. тензору, $T_\mu^\nu(\varphi) = V(\varphi)g_\mu^\nu$ (см. *Тяготение*). Это соответствует особому ур-нию состояния, связывающему ρ и p — плотность энергии поля φ и давление: $\rho = -p = V(\varphi)$. При расширении Вселенной плотность энергии должна была бы уменьшаться, $d\rho = -pdV$, где dV — увеличение элемента объёма, но это уменьшение компенсируется за счёт того, что расширяющийся элемент объёма совершает при этом о т р и ц а т е л ь н у ю работу $pdV = -pdV$. Именно отрицат. значение давления в состоянии с пост. полем φ лежит в основе возможности расширения Вселенной с пост. положит. относит. ускорением $\ddot{R}/R = H^2$.

После того как поле φ становится достаточно малым ($\varphi \lesssim M_P$), скорость расширения и соответствующая

Рис. 2. Эволюция скалярного поля φ в простейшей теории поля с массой m и плотностью потенциальной энергии $V(\varphi)=(m^2/_2)\varphi^2$. В области $\varphi > M_P^2/m$, где $V(\varphi) > M_P^4$, классическое описание пространства в простейших теориях невозможно. При $M_P/5 \lesssim \varphi \lesssim M_P^2/m$ поле φ эволюционирует относительно медленно, а Вселенная расширяется квазиэкспоненциально. При $M_P\sqrt{M_P/m} \lesssim \varphi \lesssim M_P^2/m$ амплитуда поля φ сильно флуктуирует, что ведёт к нескончаемому рождению новых и новых раздувающихся областей Вселенной. При $M_P/5 \lesssim \varphi \lesssim M_P\sqrt{M_P/m}$ флуктуации поля φ имеют относительно небольшую амплитуду, они приводят к рождению неоднородностей плотности, нужных для образования галактик. При $\varphi \lesssim M_P/5$ поле начинает быстро осциллировать вблизи точки $\varphi = 0$, рождаются пары частиц, и энергия нолеблющегося поля переходит в тепловую энергию родившихся частиц.

тормозящая сила, действующая на поле φ, уменьшается. Поле начинает быстро колебаться вблизи минимума значения своей потенц. энергии $V(\varphi)$. При этом поле φ рождает пары элементарных частиц, отдавая им свою энергию и тем самым разогревая Вселенную.

В типичных моделях стадия раздувания продолжается очень недолго, $\sim 10^{-35}$ с. Однако за это время раздувающаяся Вселенная успевает увеличить свой размер в 10^{10^6}—$10^{10^{10}}$ раз (точные цифры зависят от выбора конкретной теории элементарных частиц и механизма, обеспечивающего раздувание). После столь сильного расширения геометрия пространства внутри раздувающейся области Вселенной становится практически неотличимой от евклидовой геометрии плоского мира, подобно тому как геом. свойства поверхности воздушного шара по мере его раздувания всё меньше и меньше отличаются от свойств плоскости. Раздувание Вселенной приводит к тому, что монополи и др. неоднородности оказываются преим. за пределами её наблюдаемой в совр. эпоху части размером $l_0 \sim 10^{28}$ см. Это одновременно решает проблемы однородности наблюдаемой Вселенной и малочисленности в ней монополей. Поскольку вся наблюдаемая часть Вселенной образовалась за счёт раздувания одной области ничтожно малого размера, нет ничего удивительного в том, что свойства различных удалённых друг от друга областей видимого нами мира оказываются в ср. одинаковыми.

Во время раздувания (инфляции) квантовые флуктуации скалярного поля φ, неизбежно присутствующие в вакууме, приобретают всё большую и большую длину волны, растягиваясь вместе с расширением Вселенной. Когда длина волны данной флуктуации δφ начинает превосходить величину H^{-1}, поле δφ перестаёт флуктуировать, его амплитуда «замерзает», а длина волны продолжает экспоненциально расти. Это приводит к непрерывному процессу генерации неоднородностей поля φ с большой длиной волны ($l \gg H^{-1}$), а они в свою очередь порождают неоднородности плотности, нужные для последующего образования галактик (см. *Первичные флуктуации* в ранней Вселенной).

Флуктуации поля φ играют и ещё одну, более фундам. роль. Если поле φ достаточно велико ($\varphi > M_P\sqrt{M_P/m}$, рис. 2), то его уменьшение за счёт медленного скатывания к минимуму $V(\varphi)$ оказывается несущественным по сравнению с флуктуативным изменением поля φ. В результате этого процесса в нек-рой части нач. объёма поле φ не уменьшается, а увеличивается. В то же время Вселенная продолжает быстро расширяться, так что полный объём, занятый увеличивающимся полем φ, не уменьшается, а экспоненциально растёт, причём тем скорее, чем больше поле φ. Т. о., любая область Р. В., содержащая достаточно большое (и достаточно однородное) поле φ, постоянно порождает новые и новые раздувающиеся области с большим полем φ, и этот процесс продолжается бесконечно. В рамках этих представлений эволюция всей Вселенной в целом не имеет конца и может не иметь единого сингулярного начала, до к-рого пространство и время вообще не существовали (рис. 3).

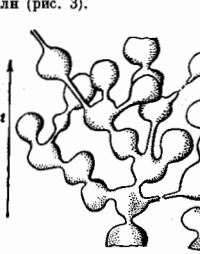


Рис. 3. Возможная глобальная структура раздувающейся Вселенной. Одна раздувающаяся область порождает много новых областей, в которых свойства пространства-времени и законы взаимодействий элементарных частиц друг с другом могут быть различны.

В реалистич. теориях элементарных частиц, кроме поля φ, обеспечивающего раздувание, существует большое кол-во др. типов скалярных полей Ф, а их потенц. энергия $V(\Phi)$ зачастую имеет много локальных минимумов. Флуктуации, генерирующиеся во время раздувания, приводят к рождению разл. экспоненциально больших областей, заполненных разными полями Ф, соответствующими всем возможным минимумам энергии $V(\Phi)$. Квантовые флуктуации в областях с очень большими значениями поля φ [при $V(\varphi) \sim M_P^4$, рис. 2] могут приводить к формированию раздувающихся областей Вселенной с др. типами компактификации. В результате Вселенная разбивается на много экспоненциально больших областей (рис. 3), внутри к-рых размерность пространства-времени, тип компактификации и свойства элементарных частиц могут быть различными (т. н. *доменная структура Вселенной*). Мы живём в 4-мерном пространстве-времени, в к-ром существуют известные нам типы взаимодействий, но не исключено, что это происходит не потому, что только так и может быть устроен мир. Возможно, что в разных частях Вселенной могут реализоваться все мыслимые состояния, но жизнь известного нам типа возникает только в 4-мерном пространстве-времени с вполне определ. типами взаимодействий между элементарными частицами. Области Вселенной с иными свойствами, согласно теории Р. В., находятся от нас на расстоянии, на много порядков превышающем размеры наблюдаемой части Вселенной.

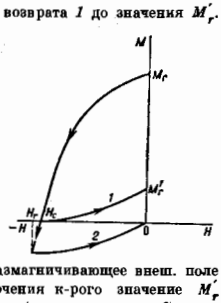
Т. о., теория Р. В. приводит к пересмотру существовавших ранее представлений о самых ранних стадиях эволюции наблюдаемой части Вселенной, о структуре Вселенной в целом и о нашем месте в мире. Ста-

дия раздувания представляется сейчас необходимым элементом космологич. эволюции. Вместе с тем вполне возможно, что окончат. вариант теории Р. В. в определ. чертах будет отличаться от простейших моделей, обсуждаемых ныне.

Лит.: Линде А. Д., Физика элементарных частиц и инфляционная космология, М., 1990. *А. Д. Линде.*

РАЗМАГНИ́ЧИВАНИЕ — процесс, в результате к-рого уменьшается *намагниченность* магн. материала (образца). Частичное Р. происходит уже при снижении напряжённости H намагничивающего поля до нуля. Особенно большое уменьшение намагниченности M при этом происходит в образцах незамкнутой формы под влиянием их собств. размагничивающего поля, направленного антипараллельно намагниченности. Такое Р. не может быть полным, и образец после него сохраняет остаточную намагниченность M_r. Полное Р., т. е. снижение M_r до нуля, может быть достигнуто тремя способами.

1. Р. постоянным магнитным полем. Если на образец воздействовать магн. полем H, антипараллельным его остаточной намагниченности M_r, последняя снижается и при нек-ром значении этого поля H_c, называемом *коэрцитивной силой*, становится равной нулю (рис.). После выключения внеш. размагничивающего поля намагниченность тела частично восстанавливается по кривой возврата *1* до значения M'_r.



Размагничивание постоянным магнитным полем H; M — намагниченность образца; M_r — остаточная намагниченность; H_c — коэрцитивная сила; H_r — релаксационная коэрцитивная сила.

Можно подобрать такое размагничивающее внеш. поле $|H_r| > |H_c|$, после выключения к-рого значение M'_r образца станет равным нулю (кривая возврата *2*), т. е. он окажется размагниченным. В отличие от H_c, поле H_r называют релаксационной коэрцитивной силой. Участок петли *гистерезиса магнитного*, находящийся во втором квадранте между точками M_r и H_c, наз. кривой размагничивания.

2. Р. переменным магнитным полем. При воздействии на образец в состоянии остаточной намагниченности перем. магн. полем с амплитудой, убывающей от значения, заведомо превышающего коэрцитивную силу, до нуля, достигается его полное Р.

3. Р. нагреванием образца выше *Кюри точки*. При таком нагреве вообще утрачивается ферромагн. упорядочение вещества. Если после этого образец охлаждается в отсутствие магн. поля, он оказывается полностью размагниченным.

Хотя все три способа Р. приводят к нулевому значению намагниченности, характер *магнитной доменной структуры*, создаваемой каждым из них, различен, что приводит к различию и нек-рых свойств вещества (напр., начальной магн. восприимчивости, магнитострикции).

При Р. в веществе наблюдаются те же процессы, что и при *намагничивании*, только идут они в обратном направлении. Наряду с этим имеется и нек-рая особенность процессов Р., связанная с образованием доменов с обратной намагниченностью (зародышей *перемагничивания*). Задержка в возникновении и (или) росте таких зародышей является одной из причин *гистерезиса магнитного*.

Р. широко применяется в технике. Так, после мн. технол. операций детали из ферромагн. материалов оказываются намагниченными, это может служить источником помех при работе содержащих эти детали устройств и механизмов. Поэтому такие детали подвергают Р. При измерении магн. характеристик материалов также применяют Р. образцов.

Лит. см. при ст. *Намагничивание.* *А. С. Ермоленко.*

РАЗМАГНИ́ЧИВАЮЩИЙ ФА́КТОР (коэффициент размагничивания) — отношение размагничивающего магн. поля $H_\sim$ в намагниченном теле к намагниченности M этого тела. Для тела произвольной формы, помещённого в бесконечно большое внеш. магн. поле,

$$\mu_0 H_\sim = -\|N\| M,$$

где μ_0 — *магнитная постоянная*, M — вектор намагниченности в точке измерения $H_\sim$, $\|N\|$ — Р. ф., являющийся в общем случае зависящим от координат *тензором*. Только тела в форме эллипсоидов, изготовленные из однородного магн. материала и находящиеся в однородном магн. поле, имеют однородное размагничивающее поле. Для таких тел $H_\sim$, $\|N\|$ и M не зависят от координат точки в объёме тела. Если эллипсоид намагничен вдоль одной из его гл. осей a, b или c (напр., вдоль a), то $H_\sim$ и M параллельны этой оси и $\mu_0 H_\sim = -N_a M_a$. Для эллипсоидов вращения ($b = c$) значение N_a может быть вычислено по ф-лам

$$N_a = \frac{1}{\gamma^2-1}\left[\frac{\gamma}{(\gamma^2-1)^{1/2}} \ln\left(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1}\right)-1\right] \text{ при } \gamma=\frac{a}{b}>1$$

(овоид),

$$N_a = \frac{1}{1-\gamma^2}\left[1-\frac{\gamma}{(1-\gamma^2)^{1/2}} \arccos\gamma\right] \text{ при } \gamma=\frac{a}{b}<1$$

(сфероид).

В единицах СИ $N_a + N_b + N_c = 1$, поэтому для однородного шара $N_a = N_b = N_c = 1/3$.

При намагничивании полностью размагниченного эллипсоида вдоль одной из его гл. осей намагниченность остаётся однородной и параллельной внеш. полю H_e при всех его значениях, а соответствующий Р. ф. не зависит от намагниченности. Поэтому, напр., по кривой намагничивания $M_a(H_e)$ может быть вычислена кривая $M_a(H_i)$, где внутреннее поле $H_i = H_e - \mu_0^{-1} N_a M_a$.

В практике магн. измерений различают магнитометрический и баллистический Р. ф. Первый применяется при измерении усреднённой по объёму всего тела намагниченности $M_{ср}$. Второй используется при баллистич. методе измерения намагниченности, когда определяется среднее по поперечному сечению в центр. части образца значение намагниченности. В силу однородности намагниченности для эллипсоида нет различия между этими Р. ф. В случае тел др. формы (напр., призмы, цилиндров) обычно магнитометрический Р. ф. больше баллистического, причём оба зависят от магн. свойств материала и характера распределения локальных значений намагниченности в образце. Для тел неэллипсоидальной формы Р. ф. сложным образом зависит не только от формы, но и от магн. свойств материала, распределения намагниченности в образце и координат точки наблюдения. Эмпирич. значения Р. ф. для тел разной формы (обычно цилиндров) приводятся в виде таблиц или графиков. При использовании приводимых в справочниках значений Р. ф. следует учитывать, для каких материалов и при каких условиях измерений они были определены.

Лит.: Аркадьев В. К., Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, М.— Л., 1934; Кифер И. И., Испытания ферромагнитных материалов, 3 изд., М., 1969; Поливанов К. М., Ферромагнетики, М.—Л., 1957; Таблицы физических величин. Справочник, М., 1976, с. 545—46.

А. С. Ермоленко.

«РАЗМЁР» ЭЛЕМЕНТА́РНОЙ ЧАСТИ́ЦЫ — характеристика частицы, отражающая распределение по прост-

ранству её массы или электрич. заряда; обычно говорят о т. н. среднеквадратичном радиусе распределения электрич. заряда (к-рый одноврем. характеризует и распределение массы)

$$\langle\langle r^2\rangle\rangle^{1/2}=\left[\int\rho_e(r)r^2d^3r\right]^{1/2},$$

где ρ_e — нормированная плотность заряда $[\int\rho_e(r)d^3r=1]$.

Элементарные частицы принято разделять на три осн. группы: калибровочные бозоны (*промежуточные векторные бозоны, фотон, глюоны*), *лептоны* и *адроны*. Частицы первых двух групп могут быть названы истинно элементарными. Адроны являются составными системами, построенными из *кварков*, и, строго говоря, элементарными частицами не являются. Соответственно резко различаются «размеры» частиц этих групп.

Калибровочные бозоны и лептоны в пределах точности выполненных измерений не обнаруживают конечных «размеров». Это означает, что их «размеры» $< 10^{-16}$ см (по оценке на нач. 1990-х гг.). Если и в дальнейших экспериментах конечные «раамеры» у этих частиц (а также кварков) не проявятся, то это может свидетельствовать о том, что «раамеры» калибровочных бозонов, лептонов и кварков исчезающе малы и близки по порядку величины к *фундаментальной длине* (к-рая может оказаться близкой к планковской, 10^{-33} см).

В отличие от истинно элементарных частиц «размеры» адронов конечны. Их характерный среднеквадратичный радиус определяется радиусом *конфайнмента* (или удержания кварков) и по порядку величины равен 10^{-13} см. При этом он, конечно, варьирует от адрона к адрону.

Наиб. надёжно измерены среднеквадратичные радиусы, характеризующие распределение электрич. заряда протона, заряженных π-мезонов и К-мезонов (см. *Мезоны*). Среднеквадратичный радиус распределения заряда связан простой ф-лой с *формфактором* частиц $F(q^2)$ [Фурье-образом их плотности заряда, $F(q^2)=\int\rho_e\exp(iqr)d^3r$]. Здесь q^2 — квадрат трёхмерного импульса, передаваемого в процессе рассеяния. При малых q^2

$$F(q^2)=1-\frac{1}{6}\langle r^2\rangle q^2+\dots\ .$$

Измерение формфакторов протона в экспериментах по рассеянию на нём электронов, а также формфакторов π- и К-мезонов в экспериментах по рассеянию последних на электронах вещества позволило определить соответствующие среднеквадратичные радиусы:

$$\left\langle r^2_p\right\rangle^{1/2}=(0{,}814\pm0{,}015)\cdot10^{-13}\text{ см},$$

$$\left\langle r^2_{\pi\pm}\right\rangle^{1/2}=(0{,}663\pm0{,}023)\cdot10^{-13}\text{ см},$$

$$\left\langle r^2_{K\pm}\right\rangle^{1/2}=(0{,}53\pm0{,}05)\cdot10^{-13}\text{ см}.$$

Ошибки отражают уровень точности выполненных экспериментов.

А. А. Комар.

РАЗМЕ́РНАЯ ТРАНСМУТА́ЦИЯ в квантовой теории поля — формальный приём, позволяющий использовать для характеристики взаимодействия квантовых полей размерный параметр вместо безразмерной константы связи, фигурирующей в лагранжиане взаимодействия классич. полей.

Благодаря квантовым эффектам поляризации вакуума безразмерная числовая характеристика классич. теории полей — константа связи g превращается в ф-цию квадрата 4-импульса, $\bar{g}(k^2)$, называемую эффективной константой связи или *эффективным зарядом*. Эта ф-ция, рассматриваемая на плоскости k^2, $\bar{g}$, характеризуется двумя координатами — размерной абсциссой $k^2=\mu^2$ и безразмерной ординатой $\bar{g}=g_\mu$. Новый размерный параметр μ связан с условиями измерения, и, напр., в случае квантовой электродинамики, когда роль $\bar{g}$ играет квадрат эфф. заряда электрона $\bar{\alpha}$, μ^2 равен квадрату 4-импульса фотона, при помощи к-рого измеряется заряд электрона.

В частных случаях благодаря специфике поведения ф-ции эфф. заряда $\bar{g}(k^2)$ факт наличия двух параметров, характеризующих интенсивность взаимодействия системы квантовых полей, может быть «затушёван». Так, в *квантовой электродинамике*, исходя из очевидных требований соответствия с классич. макроскопич. случаем, долгое время использовали «граничное значение» квадрата эфф. заряда электрона $\alpha\equiv\bar{\alpha}(k^2=0)$, равное его милликеновскому значению $^1/_{137}$. С др. стороны, после обработки однопетлевого приближения теории возмущений методом ренормализац. группы для эфф. заряда получают выражение, имеющее вид суммы геом. прогрессии. Напр., в *квантовой хромодинамике* (КХД) однопетлевое ренормгрупповое приближение для эфф. константы связи $\bar{\alpha}_s$ [ср. с ф-лой (4) в ст. *Ренормализационная группа*] имеет вид

$$\bar{\alpha}^{\text{pr}}_s(k^2)=\frac{\alpha_s}{1+\alpha_s b_1\ln(k^2/\mu^2)} \qquad (1)$$

(b_1 — число). Это выражение с помощью подстановки $\alpha_s=[b_1\ln(\mu^2/\Lambda^2)]^{-1}$ может быть приведено к виду

$$\bar{\alpha}^{\text{pr}}_s(k^2)=\frac{1}{b_1\ln(k^2/\Lambda^2)}, \qquad (2)$$

в к-ром два параметра μ и α_s входят через одну комбинацию

$$\Lambda=\mu\exp(1/2b_1\alpha_s).$$

Как видно, параметр Λ даёт ординату полюсной особенности однопетлевого приближения и поэтому также является характеристикой краевого типа. С физ. точки зрения, величина Λ, называемая **параметром шкалы КХД**, характеризует масштаб импульсной переменной $k=\sqrt{|k^2|}$, при к-рой $\bar{\alpha}_s$ принимает значения, большие единицы, т. е. соответствует сильной связи.

Т. о., возможность Р. т. «в чистом виде», т. е. «превращения» одной безразмерной константы связи в одну размерную — параметр шкалы, является следствием специфики ренормгрупповой структуры выражения для эфф. заряда.

Лит. см. при ст. *Ренормализационная группа.*

Д. В. Ширков.

РАЗМЕ́РНОСТЕЙ АНА́ЛИЗ — метод установления связи между физ. величинами, существенными для изучаемого явления, основанный на рассмотрении *размерностей* единиц этих величин.

В основе Р. а. лежит требование: ур-ние, выражающее искомую связь, должно оставаться справедливым при любом изменении единиц входящих в него величин. Если это требование выполняется, то размерности в левой и правой частях ур-ния совпадают; если этого не происходит, то изменение к.-л. физ. величины вызовет разные изменения в обеих частях ур-ния и равенство нарушится. Неравенство размерностей левой и правой частей ур-ния может означать, что не учтена к.-л. величина, существенная для данного явления, либо в ур-ние должна входить неучтённая размерная константа. Напр., ур-ние для периода колебаний матем. маятника, длина к-рого l и масса m, можно записать в виде

$$\tau=l^x m^y,$$

а для размерностей оно будет иметь вид

$$T=LM,$$

т. е. для размерностей равенство не выполняется. Однако известно, что колебания маятника происходят под действием силы тяжести, т. е. в ур-ние для τ нужно ввести ускорение свободного падения g:

$$\tau = l^x m^y g^z.$$

Тогда для размерностей получим

$$T = L^x M^y (LT^{-2})^z,$$

а для показателей размерностей — систему ур-ний

$$x + z = 0;\ y = 0;\ 2z = -1.$$

Т. е. $z = -1/2$, $x = 1/2$, $y = 0$. И искомое ур-ние имеет вид

$$\tau = C\left(\frac{l}{g}\right)^{1/2}.$$

Безразмерный коэф. C, равный, согласно законам механики, 2π, методом Р. а. определить нельзя. Т. о., ур-ния связи между физ. величинами устанавливаются методом Р. а. с точностью до пост. коэффициентов. Поэтому Р. а. не является универсальным, однако он нашёл применение в гидравлике, аэродинамике и др. областях, где строгое решение задачи часто наталкивается на значит. трудности. При решении сложных задач на основе Р. а. используют т. н. π-теорему, согласно к-рой всякое соотношение между нек-рым числом размерных величин, характеризующих данное физ. явление, можно представить в виде соотношения между меньшим числом безразмерных комбинаций, составленных из этих величин. Эта теорема связывает Р. а. с теорией подобия, в основе к-рой лежит утверждение, что если все соответствующие безразмерные характеристики (*подобия критерии*) для двух явлений одинаковы, то эти явления физически подобны (см. *Подобия теория*).

Лит.: Бриджмен П. В., Анализ размерностей, пер. с англ., Л.— М., 1934; Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; Коган Б. Ю., Размерность физической величины, М., 1968; Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989.

Л. А. Сена.

РАЗМЕ́РНОСТЕЙ ТЕО́РИЯ — см. *Размерностей анализ.*

РАЗМЕ́РНОСТЬ единицы физической величины, или просто размерность величины,— выражение, показывающее, во сколько раз изменится единица данной величины при известном изменении единиц величин, принятых в данной системе за основные. Р. представляет собой одночлен (его заключают в квадратные скобки или предваряют физ. величину символом «dim», от лат. dimensio — измерение), составленный из произведения обобщённых символов осн. единиц в различных (целых или дробных, положит. или отрицат.) степенях, к-рые наз. показателями Р. Если основными являются единицы величин A, B и C, а единица производной величины D пропорциональна единицам величины A в степени x, величины B в степени y и величины C в степени z, то Р. единицы величины D запишется в виде произведения

$$[D] = [A]^x [B]^y [C]^z \text{ или } \dim D = A^x B^y C^z.$$

Если единица величины D не зависит от размера единицы к.-л. из осн. величин, то D обладает нулевой Р. по отношению к этой осн. величине. Если единица величины D не зависит от размера ни одной из осн. единиц, то такая величина наз. безразмерной.

Выбор величин, единицы к-рых принимаются за основные, а также размер этих единиц, вообще говоря, произвольны и определяют систему единиц измерений. В *Международной системе единиц* (СИ) таких величин семь: длина (L), масса (M), время (T), сила тока (I), темп-ра (Θ), сила света (J), кол-во вещества (N); в скобках приведены символы этих величин в ур-ниях Р. Единицей кол-ва вещества в СИ является *моль* — кол-во вещества, содержащее столько же структурных элементов N (атомов, молекул, нуклонов и т. п.), сколько атомов содержится в углероде массой 0,012 кг.

Р. единицы производной величины зависит не только от выбора осн. величин, но и от определяющего её в данной системе единиц ур-ния. Р. одной и той же физ. величины может оказаться разной при её определении на основании разл. ур-ний. Так, если Р. силы F определяется на основании 2-го закона Ньютона, то при осн. величинах L, M, T

$$[F] = LMT^{-2},$$

а при тех же осн. единицах Р. силы, полученная на основании закона всемирного тяготения, выглядит иначе:

$$[F] = L^{-2}M^2.$$

Если в качестве определяющего ур-ния служит 3-й закон Кеплера, то единица массы окажется производной с Р. $[m] = L^3T^{-2}$, а единица силы приобретает Р. $[F] = L^4T^{-4}$. [Нужно иметь в виду, что при сведении ур-ний Р. в определ. систему единиц появятся размерные коэф. такие, чтобы Р. (и раамер) единицы физ. величины стала принятой в данной системе единиц.]

Р. иногда считают характеристикой производной величины, отражающей её связь с основными. Однако в Р. часто входят такие осн. величины, от к-рых данная величина вообще не зависит (напр., в Р. механич. напряжения входит время, от к-рого оно вообще не зависит, а электрич. ёмкость, к-рая для геометрически подобных проводников пропорциональна их линейным размерам, в СИ имеет Р. $[C] = L^{-2}M^{-1}T^4$). См. также *Размерностей анализ.*

Л. А. Сена.

РАЗМЕ́РНОСТЬ ГРУ́ППЫ Ли — количество числовых параметров, с помощью к-рых определяются элементы *группы*. Группа Ли является одновременно гладким *многообразием*, поэтому Р. г. Ли $\dim G$ совпадает с размерностью этого многообразия, т.е. с числом координат на нём. Размерность комплексной группы Ли вдвое больше размерности соответствующей вещественной группы Ли. Нек-рые группы, наиб. часто используемые в физике, имеют следующие размерности (n—размерность пространства, в к-ром действует группа): $\dim GL(n, C) = 2n^2$, $\dim U(n) = n^2$, $\dim SU(n) = n^2 - 1$, $\dim SO(2n) = n(2n-1)$, $\dim SO(2n+1) = n(2n+1)$, $\mathrm{Sp}(n) = n(2n+1)$.

Лит. см. при ст. *Группа.*

РАЗМЕ́РНЫЕ ЭФФЕ́КТЫ — зависимость физ. характеристик твёрдого тела от его размеров и формы, когда один из его геом. размеров, напр. толщина d пластины, порядка (или меньше) длины волны де Бройля (см. *Квантовые размерные эффекты*) либо длины свободного пробега l квазичастиц, реализующих энергетич. спектр твёрдого тела (электронов проводимости, фононов, магнонов и др.), или др. макроскопич. параметров, характеризующих движение квазичастиц (классический Р. э.). Ниже рассматриваются классические Р. э.

Р. э. проявляются в зависимости от d кинетич. коэф. (электропроводности, теплопроводности и др.), описывающих линейный отклик тела на внеш. воздействия (электрич. поле, градиент темп-ры и др.), приложенные в плоскости пластины либо вдоль оси проволоки или *нитевидного кристалла*. Эта зависимость обусловлена рассеянием квазичастиц границей образца. При столкновении с поверхностью импульсы падающей на поверхность квазичастицы (p) и отражённой от поверхности (p') могут быть строго скоррелированы (зеркальное отражение от идеально гладкой бездефектной поверхности) либо частично скоррелированы или корреляция полностью отсутствует (диффузное отражение). Если на поверхности адсорбированы примесные атомы либо поверхность слабо шероховата (дефекты), то столкновения квазичастиц с поверхностью описываются угл. распределением импульсов отражённых электронов

p', наз. индикатрисой рассеяния $w(p, p')$. Она зависит от поверхности. Как правило, зависимость кинетич. коэф. от d характерна для диффузного отражения квазичастиц. Однако и при их зеркальном отражении идеально гладкой поверхностью, т. е. в отсутствие рассеяния, проявляются Р. э. (см. *Осцилляции Зондгаймера*, *Статистический скин-эффект*).

Р. э. удобнее наблюдать в тонких плёнках и нитевидных кристаллах при низких темп-рах, когда длина свободного пробега квазичастиц достаточно велика, $d \ll l$. Т. к. в выражения для кинетич. коэф. входит эфф. ширина w индикатрисы рассеяния, то Р. э. служат методом исследования поверхности твёрдого тела с помощью собств. квазичастиц. С др. стороны, существование дополнит. параметра d расширяет возможности изучения квазичастиц, в частности электронов проводимости. Так, Р. э. позволяют определить все *эффективные массы* электронов, их скорость и кривизну в любой точке поверхности Ферми и т. п.

Размерные эффекты в электропроводности. Падение уд. электропроводности проводников σ с уменьшением d впервые объяснил Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) в 1900. Вероятность зеркального отражения свободных носителей заряда (для определённости электронов) от поверхности (параметр зеркальности) имеет вид

$$q = 1 - \int\limits_{p'} w(p, p')\,dp'.$$

При этом q существенно зависит от угла падения θ электрона на границу: $q = 1 - \mu\cos\theta$ ($\theta \leqslant \pi/2$). С ростом θ отражение электронов приближается к зеркальному, при $\theta \to \pi/2$ $q \to 1$.

Зависимость $\sigma(d)$ в тонких пластинах и проволоках различна (рис. 1, 2). В проволоках имеет место соотношение

$$\sigma_d/\sigma_\infty \backsim (d/l)\ln(l/d),$$

где σ_∞ — уд. электропроводность массивного проводника. В пластинах

$$\sigma_d/\sigma_\infty \backsim (d/l)^{1/4}.$$

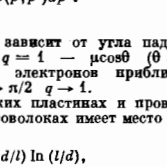


Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления плёнок ρ на Ag от их толщины d при $T = 4{,}3$ К.

Р. э. проявляются в температурной зависимости σ. В чистых проводниках (с шероховатой поверхностью), когда электроны в объёме рассеиваются на фононах (см. *Рассеяние носителей заряда*), σ падает с ростом T и существенно зависит от w. Чем меньше w, тем меньше различаются σ_d и σ_∞. При $d/l < T/\theta_д$ ($\theta_д$ — *Дебая температура*) в пластинах $\sigma_d \backsim d^{3/4}T^{-3/4}$, в проволоках $\sigma_d/\sigma_\infty \backsim dT^5\ln(T/d)$.

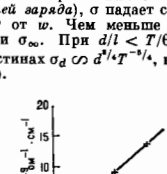


Рис. 2. Зависимость от толщины d электропроводности тонкой проволоки из W (квадратного поперечного сечения).

В *полуметаллах* и *многодолинных полупроводниках* зависимость $\sigma(d)$ проявляется в достаточно толстых образцах, когда d сравнимо с длиной $L = \bar{v}t_{рел} \gg l$, где $\bar{v}$ — ср. скорость электронов, $t_{рел}$ — время их медленной релаксации между долинами. Наблюдаемые для Bi два падающих участка в зависимости $\sigma(d)$ объясняются возникновением электрич. поля, компенсирующего поперечные токи. Поле обусловлено искривлением энергетич. зон у границ образца.

Размерные эффекты в теплопроводности. В *металлах* перенос тепла осуществляется электронами и фононами, но электронная компонента — доминирующая. При $T > \theta_д$ и при достаточно низких темп-рах, когда электрон-фононное рассеяние мало́ по сравнению с электрон-примесным, вклад электронов в коэф. теплопроводности $\varkappa^э$ определяется *Видемана — Франца законом*, т. е. повторяет зависимость $\sigma(d)$. При $T \lesssim \theta_д$, когда существенно электрон-фононное рассеяние, электронная теплопроводность в пластинах $\varkappa^э \backsim (d/T)^{1/4}$. В проволоках $\varkappa^э \backsim \sigma(d)$, но с иным, чем в законе Видемана — Франца, коэф. пропорциональности.

В диэлектриках перенос тепла осуществляется гл. обр. фононами. При низких темп-рах, когда все фононы имеют одинаковые скорости s (скорость звука, см. *Дебая теория*), коэф. фононной теплопроводности

$$\varkappa = c(T)sl(T),$$

где $c \backsim T^3$ — теплоёмкость единицы объёма, к-рая является мерой плотности фононов (см. *Дебая закон теплоёмкости*), $l(T)$ — эфф. длина пробега фононов, к-рая зависит от характера межфононных взаимодействий. Наряду с т. н. нормальными «соударениями» фононов с сохранением суммарного квазиимпульса, не приводящими к сопротивлению потоку фононов (длина пробега l_N), происходят столкновения с потерей квазиимпульса — *переброса процессы* или U-процессы (длина пробега $l_U \backsim \exp\theta_д/T$). В массивных бездефектных образцах эфф. длина пробега l определяется величиной l_U. С понижением темп-ры l_U (и, следовательно, $\varkappa$) возрастает до тех пор, пока не становится равной размеру образца d. При дальнейшем охлаждении l не изменяется, а $\varkappa$ убывает как T^3 (максимум $\varkappa$ соответствует $l = d$).

При $T \ll \theta_д$ вероятность N-процессов значительно больше вероятности U-процессов, т. е. $l_N \ll l_U$. В ограниченном температурном диапазоне, определяемом условием $l_N \ll d \ll l_U$, сопротивление потоку фононов создают только их столкновения с границами, хотя N-процессы происходят чаще. Теплопроводность такой пластины (проволоки) осуществляется т.н. гидродинамич. потоком фононов, аналогичным пуазейлевскому течению жидкости, при к-ром перемещение фонона представляет собой случайное блуждание (броуновское движение). Можно показать, что фонон в ср. между соударениями со стенками за счёт N-процессов проходит путь $l \backsim d^2/l_N$. Т. о., в области $l_N \ll d \ll l_U$ $\varkappa \backsim d^2/l_N$. Рост l с повышением T происходит до тех пор, пока U-процессы не начинают конкурировать с рассеянием на границах. При дальнейшем нагревании $\varkappa$ резко падает. Переход к гидродинамич. режиму осуществляется прохождением через максимум $\varkappa(T)$ (рис. 3).

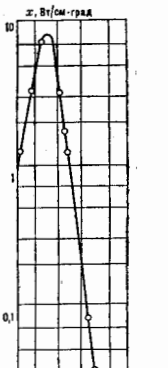


Рис. 3. Зависимость теплопроводности монокристаллов Bi от температуры.

Теплопроводность магнетиков (ферритов, антиферромагнетиков) обусловлена движением не только фононов и электронов, но и маг-

нонов. Энергия магнонов зависит от магн. поля. Вклад магнонов в теплопроводность можно оценить по зависимости $\varkappa(H)$. В ней, как и в зависимости $\varkappa(T)$, проявляется рассеяние магнонов границей образца (см. *Спиновые волны*).

Всплески электромагнитного поля в проводнике. Эл.-магн. волны в осн. отражаются поверхностью проводника, проникая в него на небольшую глубину скин-слоя δ (см. *Скин-эффект*). Электроны, движущиеся от поверхности, уносят информацию об эл.-магн. поле в скин-слое в глубь проводника на расстояние порядка длины свободного пробега l. В условиях аномального скин-эффекта ($\delta \ll l$) электроны, «улетающие» от поверхности на сравнительно далёкие расстояния, усложняют зависимость эл.-магн. поля (ВЧ-поля) от расстояния x. Сильное магн. поле $\boldsymbol{H}$ (при к-ром радиус электронной орбиты $r \ll l$), параллельное поверхности образца, препятствует дрейфу электронов в глубь проводника, и ВЧ-поле при $\delta \ll r \ll l$ проникает в проводник по цепочке электронных орбит в виде узких всплесков (рис. 4).

Рис. 4. Распределение ВЧ-поля E по глубине x металла с шероховатой поверхностью при аномальном скин-эффекте в магнитном поле, параллельном его поверхности.

Наиб. эффективно взаимодействуют с ВЧ-полем электроны на тех участках траектории, где они движутся вдоль волнового фронта, т. е. почти параллельно поверхности металла. Это достигается, когда компонента скорости v_x совпадает или близка к фазовой скорости волны v_ϕ (точка A, рис. 5). При этом эфф. электроны движутся синхронно с волной в скин-слое, а затем создают ВЧ-ток на расстоянии D, где вновь $v_x = v_\phi$ (точка B). Поскольку орбиты электронов с равными квазиимпульсами p различны, то энергия, приобретённая электронами в скин-слое, оказывается рассредоточенной по интервалу значений x от δ до макс. диаметра орбиты (рис. 5). Т. к. диаметр орбиты — ф-ция проекции импульса электрона на направление магн. поля p_H, то в результате усреднения по всем электронам выделенными оказываются электроны с экстремальными значениями $D(p_H) = D_{extr}$. В результате на расстоянии $x = D_{extr}$, где разброс диаметров электронных орбит $\Delta D \leqslant \delta$, происходит фокусировка эфф. электронов. Это служит причиной возникновения всплеска электрич. ВЧ-поля E, к-рый служит исходным для след. всплеска на глубине $2D_{extr}$ и т. д. (рис. 4, 5). Т. о. возникает цепочка выделенных траекторий, по к-рой эл.-магн. поле проникает на большую глубину.

Рис. 5. Перенос электронами ВЧ-поля из скин-слоя в глубь образца.

При т. н. многоканальном зеркальном отражении гладкой поверхности, когда электрон то «скользит» вдоль поверхности, не покидая скин-слой, то уходит из скин-слоя в глубь образца (рис. 6), возникают дополнит. всплески ВЧ-поля, отсутствующие в пластинах с шероховатыми поверхностями. Дальнейший

Рис. 6. Всплески ВЧ-поля при двухканальном отражении от границы.

перенос ВЧ-поля из этого всплеска в глубь металла осуществляют электроны с D_{extr}.

Т. к. $D_{extr} \propto H^{-1}$, то, изменяя поле H, можно перемещать расположение всплесков ВЧ-поля. Прозрачность тонкой пластины резко возрастает при тех значениях H, при к-рых всплеск приближается к противоположной поверхности образца. В результате прозрачность и *поверхностный импеданс* пластины осциллируют с изменением H (*Гантмахера эффект*).

Ширины последоват. всплесков (δ_1, δ_2, δ_3,...) и их форма зависят от l и состояния поверхности образца. Чем больше l, тем уже всплески ВЧ-поля. В пластинах с шероховатыми поверхностями по ширине всплеска можно определить длину свободного пробега электронов, формирующих всплеск. В пластинах с гладкими гранями всплеск при подходе к противоположной трансформируется электронами, зеркально отражаемыми на ней. Отражённые электроны создают вблизи поверхности большой ток, ослабляющий ВЧ-поле во всплеске (рис. 6). Уменьшенный всплеск выходит на противоположную поверхность образца.

Всплеск поля формирует небольшая доля электронов (у к-рых разброс диаметров орбит $\Delta D \lesssim \delta$), и, как правило, поле во всплеске невелико, оно меньше поля на поверхности пластины $E(0)$: $E(D_{extr}) < E(0)$. Однако в условиях *циклотронного резонанса* возможна ситуация, когда одни и те же электроны формируют и поверхностный импеданс, и всплеск ВЧ-поля. Тогда $E(D_{extr}) \approx E(0)$.

Если период волны $2\pi/\omega$ сравним или меньше времени свободного пробега электрона $\tau = l/v$, т.е. $\omega\tau \gg 1$, то возможен случай, когда за время пролёта электрона сквозь скин-слой фаза ВЧ-поля многократно меняет знак. Если при этом электроны ни разу не сталкиваются с рассеивателями, то в слабом магн. поле ($r > d$) они создают слабозатухающее поле, преобразуя осцилляции ВЧ-поля во времени в пространственные осцилляции. Это приводит к осцилляц. зависимости прозрачности R тонких металлич. пластин от $H^{-1/2}$ (рис. 7).

Рис. 7.

Размерный циклотронный резонанс. В магн. поле $\boldsymbol{H}$, параллельном граням пластины, при $D_{extr} < d$ циклотронный резонанс имеет такой же характер, как и в массивных образцах, т. е. наблюдается резонансное уменьшение активной R и реактивной X составляющих поверхностного импеданса Z пластины. Если же траектория резонирующих электронов не помещается в сечении образца, т. е. $D_{extr} > d$, то происходит

«отсекание» частот, соответствующих полю $H_{от}$, а вместо них появляется новая резонансная частота, кратная *циклотронной частоте* электрона Ω (рис. 8): $\omega = n\Omega = neH/mc$ (n — целое число, m — *эффективная масса*

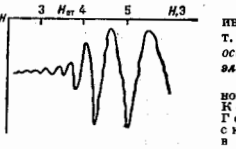


Рис. 8. Спектр циклотронного резонанса в тонком монокристалле Bi; при $H < H_{от}$ наблюдается резонанс на неэкстремальных орбитах.

электрона). Этой частоте соответствует диаметр орбиты электрона $D = d$. Диаметр орбиты D связан с диаметром соответствующего сечения поверхности Ферми D_p соотношением $D = cD_p/eH$. Поэтому новая частота определяется условием $d = cD_p/eH$ или $Hd = cD_p/e$. Измеряя зависимость поверхностного импеданса Z от H при разл. d, но при $Hd = \text{const}$, можно построить семейство кривых $Z(d)$, когда D_p фиксировано. Соответствующие резонансные пики Z позволяют определить m. Изменяя Hd, можно определить эфф. массы электронов на всей поверхности Ферми.

В пластинах с достаточно гладкими гранями циклотронный резонанс возможен в слабых магн. полях, удовлетворяющих условию $l \ll r \ll l^2/d$. При этом электроны периодически возвращаются в скин-слой за счёт зеркальных отражений от противоположной грани, а роль магн. поля сводится лишь к искривлению траекторий резонансных электронов. Условие резонанса имеет вид $\omega = 2\pi nT^{-1}$, где T — период движения зеркально отражённых электронов.

Размерный циклотронный резонанс наблюдается и при $D_{extr} < d$. Он обусловлен электронами, взаимодействующими с ВЧ-полем во всплеске. Роль толщины d в этом случае играет величина $d = D_{extr}N$, где N — число всплесков в пластине. Резонанс наступает, когда ω кратна частоте обращения электронов с диаметром орбиты $d = D_{extr}$. Обратное влияние всплесков на поле в скин-слое приводит к резонансной добавке к импедансу, зависящей от параметров зеркальности обеих граней.

Размерный эффект при отражении Андреева. При отражении электронов проводимости межфазной границей нормальный металл N (или полупроводник) — сверхпроводник S изменяется знак их скорости: $v \to -v$ (см. *Отражение андреевское*). Если слой нормального металла толщиной d помещён на сверхпроводящую подложку, то в магн. поле отсекание частот циклотронного резонанса наступает, когда радиус орбиты резонансных электронов $r > d$.

При $r < d < 2r$ траектория электрона после отражения Андреева дополняет его траекторию до полной орбиты в массивном образце (рис. 9). Т. о., отражение не меняет период движения и, следовательно, резонансную частоту. При $r > d$ эти частоты отсечены из-за отражения электронов границей металл — вакуум. Вместо них появляются частоты, кратные частоте обращения электронов, диаметр орбиты к-рых равен $2d$.

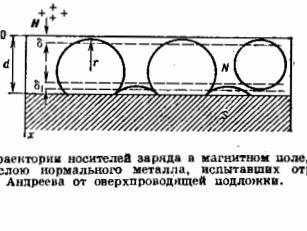


Рис. 9. Траектории носителей заряда в магнитном поле, параллельном слою нормального металла, испытавших отражение Андреева от сверхпроводящей подложки.

Отражённые N — S-границей электроны создают всплеск ВЧ-поля на нек-ром расстоянии от межфазной границы. Когда всплеск с уменьшением H приближается к скин-слою, происходит резкое изменение поверхностного импеданса пластины.

Размерные магнитоакустич. явления также более информативны, чем их аналоги в массивных образцах, т. н. *геометрические осцилляции*, *гигантские квантовые осцилляции*, магнитоакустич. резонансы (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

Лит.: Андреев А. Ф., Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1823; Комник Ю. Ф., Физика металлических пленок, М., 1979; Гохфельд В. М., Кириченко О. В., Песчанский В. Г., О затухании ультразвука в тонких слоях металла в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1980, т. 79, с. 538; Peschansky V. G., Kinetic Size Effects in Metals in a Magnetic Field, Sov. Sci; Rev. A. Phys., 1992, v. 16, p. 1—112; Коган Е. М., Устинов В. В., Электропроводность тонких металлических пленок при малоугловом электрон-фононном рассеянии, «Фта. металлов и металловедение», 1982, т. 54, с. 258; Электроны проводимости, под ред. М. И. Каганова, В. С. Эдельмана, М., 1985. *В. Г. Песчанский.*

РАЗМЕШИВАНИЕ (перемешивание) в фазовом пространстве — свойство потока траекторий консервативной динамической системы, достаточное для перехода этой системы в процессе её временно́й эволюции к стохастич. поведению.

Поток траекторий *динамической системы* не уходит на бесконечность, и движение происходит в нек-рой ограниченной области D объёмом V_D фазового пространства, тогда формально Р. выражается существованием предела

$$\lim_{t\to\infty} \mu(A_t \cap B) = \mu(A)\mu(B), \qquad (1)$$

где A, B — две произвольные (как правило, малые) области, принадлежащие D, $\mu(A)$, $\mu(B)$ — их меры (в простейшем случае — относит. объёмы этих областей). Обычно область B предполагается фиксированной, а область A эволюционирует во времени в соответствии с *Гамильтона уравнениями*, A_t — значение A в момент времени t, область $A_t \cap B$ является пересечением областей A_t и B. Для консервативных систем $\mu(A_t) = \mu(A)$ (т. н. инвариантность меры, см. также *Лиувилля теорема*). Р. означает, что независимо от размеров,

Рис. 1. Эволюция области A в случае размешивания.

формы и взаимного расположения областей A и B по прошествии достаточно длительного времени элементы области A могут быть обнаружены в любой сколь угодно малой окрестности произвольной точки области D (рис. 1).

Термин «Р.» введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs, 1902) по аналогии между движением системы взаимодействующих частиц в фазовом пространстве и перемешиванием жидкостей («растворителя» и «красителя»). При этом жидкости рассматриваются как непрерывные среды, неразрывные и несжимаемые; реальные молекулярная структура и диффузия не учитываются. Если в нач. момент жидкости не были перемешаны, то при любом возмущении (встряхивание, взбалтывание и др.) такая система с течением времени станет практически однородно перемешанной (рис. 2).

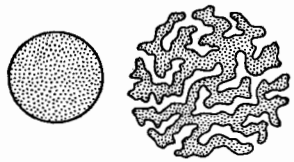


Рис. 2. Расплывание капли при размешивании.

Доказано, что из Р. следует эргодичность системы (см. *Эргодическая гипотеза*), однако обратное утверждение неверно. Эргодичность обеспечивает допустимость использования статистических средних лишь в смысле среднего по времени, тогда как при Р. это справедливо и асимптотически. Эргодичность (без Р.) соответствует регулярному квазипериодическому заполнению фазового пространства траекториями, Р.— хаотическому (рис. 3).

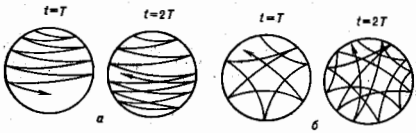


Рис. 3. Различие между эргодическим движением без размешивания (*а*) и движением с размешиванием (*б*).

Выполнение условия (1) строго доказано лишь для нек-рых динамич. систем с малым числом степеней свободы. Предполагается, что Р. характерно для ми. систем и отражает общее свойство неустойчивости (разбегания) фазовых траекторий по отношению к малым возмущениям нач. условий. Р. обусловливает непредсказуемость и необратимость поведения динамич. системы (*хаос* динамический). Р. соответствует представлению о характере движений в сложной динамич. системе, требующем перехода к статистич. описанию, но не даёт строгого обоснования применимости методов статистич. механики.

Важнейшим следствием существования Р. является р а с п е п л е н и е в р е м е н н ы х к о р р е л я ц и й, т. е. выполнение условия

$$\lim_{t\to\infty}\langle f(A_t),g(A)\rangle-\langle f\rangle\langle g\rangle=0, \qquad (2)$$

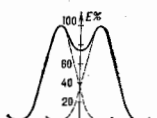
где $\langle f(A_t),\ g(A)\rangle$ — корреляц. ф-ция динамич. переменных f и g, $\langle f\rangle$ и $\langle g\rangle$ — их статистические средние. Свойство (2) означает, что система, обладающая Р., со временем «забывает» о своих нач. условиях и корреляциях.

Лит.: Г и б б с Д ж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982, гл. 12; К р ы л о в Н. С., Работы по обоснованию статистической физики, М.— Л., 1950; Б а л е с к у Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, приложение: Эргодическая проблема, М., 1978; З а с л а в с к и й Г. М., Стохастичность динамических систем, М., 1984, гл. 1; Л о с к у т о в А. Ю., М и х а й л о в А. С., Введение в синергетику, М., 1990. *Д. Н. Зубарев.*

РАЗНОСТНЫЙ ТОН — *комбинационный 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. Особое значение Р. т. заключается в том, что он может оказаться и слышимом диапазоне частот, даже если ω_1 и ω_2 — неслышимые частоты, а это позволяет регистрировать сигналы с частотами ω_1 и ω_2.

РАЗНОСТЬ ХОДА л у ч е й (в оптике) — разность *оптических длин путей* двух световых лучей, имеющих общие начальную и конечную точки. Понятие Р. х. лучей играет осн. роль в описании *интерференции света* и *дифракции света*. Расчёты распределения световой энергии в оптич. системах основаны на вычислении Р. х. проходящих через них лучей (или пучков лучей). Понятием Р. х. пользуются при описании волновых явлений разл. природы.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ (разрешающая сила) о п т и ч е с к и х п р и б о р о в — величина, характеризующая способность этих приборов давать раздельное изображение двух близких друг к другу точек объекта. Наименьшее линейное (или угловое) расстояние между двумя точками, начиная с к-рого их изображения сливаются и перестают быть различимыми, наз. линейным (или угловым) п р е д е л о м р а з р е ш е н и я. Обратная ему величина служит количественной мерой Р. с. оптич. приборов. Идеальное изображение точки как элемента предмета может быть получено от волновой сферич. поверхности. Реальные оптич. системы имеют входные и выходные зрачки (см. *Диафрагма*) конечных размеров, ограничивающие волновую поверхность. Благодаря *дифракции света*, даже в отсутствие *аберраций оптических систем* и ошибок изготовления, оптич. система изображает точку в монохроматич. свете в виде светлого пятна, окружённого попеременно тёмными и светлыми кольцами. Пользуясь теорией дифракции, можно вычислить наим. расстояние, разрешаемое оптич. системой, если известно, при каких распределениях освещённости приёмник (глаз, фотослой) воспринимает изображение раздельно. В соответствии с условием, введённым Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh, 1879), изображения двух точек можно видеть раздельно, если центр дифракц. пятна каждого из них пересекается с краем первого тёмного кольца другого (рис.).



Распределение освещённости E в изображении двух точечных источников света, расположенных так, что угловое расстояние между максимумами освещённости $\Delta\varphi$ равно угловой величине радиуса центрального дифракционного пятна $\Delta\theta$ ($\Delta\varphi=\Delta\theta$ условие Рэлея).

Если точки предмета самосветящиеся и излучают некогерентные лучи, выполнение критерия Рэлея соответствует тому, что наим. освещённость между изображениями разрешаемых точек составит 74% от освещённости в центре пятна, а угл. расстояние между центрами дифракц. пятен (максимумами освещённости) определится выражением $\Delta\varphi=1{,}21\lambda/D$, где λ — длина волны света, D — диаметр входного зрачка оптич. системы. Если оптич. система имеет фокусное расстояние f, то линейная величина предела разрешения $\delta=1{,}21\lambda f/D$. Предел разрешения телескопов и зрительных труб выражают в угл. секундах и определяют по ф-ле $\delta=140/D$ (при $\lambda=560$ нм и D в мм) (о Р. с. микроскопов см. в ст. *Микроскоп*). Приведённые ф-лы справедливы для точек, находящихся на оси идеальных оптич. приборов. Наличие аберраций и ошибок изготовления снижает Р. с. реальных оптич. систем. Р. с. реальной оптич. системы падает также при переходе от центра поля зрения к его краям. Р. с. оптич. прибора $R_{\text{оп}}$, включающего комбинацию оптич. системы и приёмника (фотослой, катод *электронно-оптического преобразователя* и др.), связана с Р. с. оптич. системы $R_{\text{ос}}$ и приёмника $R_{\text{п}}$ приближённой ф-лой

$$R_{\text{оп}}^{-1}=R_{\text{ос}}^{-1}+R_{\text{п}}^{-1},$$

из к-рой следует, что целесообразно применение лишь таких сочетаний, когда $R_{\text{ос}}$ и $R_{\text{п}}$ одного порядка. Р. с. прибора может быть оценена по его *аппаратной функ-*

ции: чем шире аппаратная ф-ция, тем хуже разрешение δ (меньше R).

Для определения Р. с. оптич. приборов существуют *миры* — прозрачные или непрозрачные пластинки с нанесёнными на них стандартны рисунком.

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.*

РАЗРЕШЁННЫЕ ЛИНИИ — спектральные линии, возникающие при излучательных квантовых переходах, для к-рых выполняются *отбора правила* для электрич. дипольных переходов (в отличие от *запрещённых линий*).

РАЗРЫВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — *колебания*, при к-рых наряду со сравнительно медленными изменениями величин, характеризующих состояние колебат. системы, в нек-рые моменты происходят столь быстрые изменения этих величин, что их можно рассматривать как скачки, а весь колебат. процесс в целом — как последовательность медленных изменений состояния системы, начинающихся и кончающихся мгновенным его изменением (скачками или разрывами). *Релаксационные колебания* часто рассматриваются как Р. к.

РАЗРЫВЫ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ — тонкие переходные области, в к-рых происходит резкое изменение (скачок) магнитогидродинамич. (МГД-) параметров (давления, энтропии, плотности, скорости течения, магн. поля) или их производных. Р. м. возникают при столкновении двух потоков, обтекании тел (напр., обтекании плазмой солнечным ветром), взрывах (вспышках новых и сверхновых звёзд), при сжатии газа поршнем, внезапном включении эл.-магн. поля, изменении (исчезновении) начальных или граничных условий и т. д. Р. м. распространяются в идеальном газе (жидкости, плазме) с высокой (строго говоря, бесконечной) электрич. проводимостью в присутствии магн. поля. Если пренебречь эффектами неидеальности вещества (вязкостью, теплопроводностью, джоулевым нагревом), то толщина переходной области равна нулю, т. е. Р. м. сосредоточены на поверхностях.

Различают слабые и сильные Р. м. Слабым нав. разрыв, на поверхности к-рого имеет место скачок к.-л. производных МГД-параметров как ф-ций координат при непрерывности самих параметров. Поверхности, на к-рых возможен слабый Р. м., являются характеристич. поверхностями ур-ний идеальной *магнитной гидродинамики*. Существует 7 типов слабых Р. м.: энтропийный, 2 альвеновских, 2 быстрых и 2 медленных магнитозвуковых. Слабые Р. м. движутся относительно среды со скоростью соответствующих линейных волн.

Р. м. наз. сильным, если на его поверхности имеет место скачок одного или неск. МГД-параметров. Сильный Р. м. может образоваться при пересечении слабых разрывов одного типа. Граничные условия на поверхности сильного Р. м., связывающие значения МГД-параметров по разные стороны разрыва, получаются из законов сохранения массы, импульса и энергии и ур-ний Максвелла в интегральной форме. В системе отсчёта, где сильный Р. м. покоится, они в изотропном случае ($p_\parallel = p_\perp$) имеют вид:

$$\{H_n\}=0,\ \{\rho v_n\}=0,\ H_n\{\boldsymbol{v}_\tau\}=\{\boldsymbol{H}_\tau v_n\},$$

$$\left\{p+\rho v_n^2+\frac{H_\tau^2}{8\pi}\right\}=0,\ \left\{\rho v_n \boldsymbol{v}_\tau-\frac{H_n}{4\pi}\boldsymbol{H}_\tau\right\}=0, \qquad (1)$$

$$\left\{\rho v_n\left(\mathscr{E}+\frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2\right)+pv_n+\frac{H_\tau^2}{4\pi}v_n-\frac{H_n}{4\pi}\boldsymbol{H}_\tau\boldsymbol{v}_\tau\right\}=0.$$

Здесь p, ρ и $\mathscr{E}$ — соответственно давление, плотность и уд. внутр. энергия вещества; v_n, $\boldsymbol{v}_\tau$ и H_n, $\boldsymbol{H}_\tau$ — нормальная и тангенциальная (относительно поверхности разрыва) компоненты соответственно скорости вещества и напряжённости магн. поля; скобки $\{f\}$ обозначают скачок параметра f при переходе через поверхность разрыва, т. е. разность ($f_2 - f_1$) значений этого параметра за фронтом разрыва f_2 и перед ним f_1.

Различают 4 типа сильных Р. м.: тангенциальный, контактный, альвеновский и ударные волны. Для тангенциального разрыва поток вещества через поверхность разрыва отсутствует ($v_n = 0$), а магн. поле параллельно поверхности разрыва ($H_n = 0$). На тангенциальном Р. м. плотность ρ и тангенциальная скорость v_τ имеют скачки произвольной величины, а скачки давления p и магн. поля $\boldsymbol{H}_\tau$ связаны соотношением:

$$\left\{p+\frac{H_\tau^2}{8\pi}\right\}=0. \qquad (2)$$

В анизотропном случае, когда $p_\parallel \neq p_\perp$, скачок произвольной величины может иметь продольное давление $p_\parallel$, а скачки поперечного давления $p_\perp$ и магн. поля H_τ связаны соотношением (2).

Тангенциальным разрывом является поверхность раздела двух жидкостей с разл. термодинамич. параметрами, движущимися относительно друг друга с нек-рой скоростью, параллельной границе раздела. Примером тангенциального Р. м. служит магнитопауза как граница раздела между магнитосферой и солнечным ветром. На тангенциальном разрыве обычно развивается неустойчивость Кельвина — Гельмгольца с *инкрементом*

$$\gamma=\frac{k}{2}\left[(v_1-v_2)^2-\frac{H_\tau^2}{\pi\rho}\right]^{1/2}.$$

Она может быть застабилизирована достаточно сильным магн. полем $H_\tau^2 > \pi\rho(v_1 - v_2)^2$.

Контактный разрыв покоится относительно среды ($v_n = 0$), однако магн. поле имеет нормальную компоненту ($H_n \neq 0$). На поверхности контактного Р. м. непрерывны давление p, магн. поле $\boldsymbol{H}$, скорость $\boldsymbol{v}_\tau$, а плотность ρ и др. термодинамич. параметры могут испытывать произвольные скачки. В анизотропном случае, $p_\parallel \neq p_\perp$, давление и тангенциальная компонента магн. поля могут иметь на контактном разрыве скачки, удовлетворяющие соотношениям:

$$\left\{\boldsymbol{H}_\tau+\frac{4\pi(p_\perp-p_\parallel)}{H^2}\boldsymbol{H}_\tau\right\}=0,$$

$$\left\{p_\perp+\frac{H_\tau^2}{8\pi}+\frac{H_n^2(p_\parallel-p_\perp)}{H^2}\right\}=0.$$

На альвеновском (вращательном) разрыве плотность среды не меняется, $\{\rho\} = 0$, однако имеется поток вещества через поверхность разрыва ($v_n \neq 0$). Альвеновский Р. м. движется относительно этой поверхности впереди и позади неё со скоростью альвеновской волны $v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$. На альвеновском разрыве полная напряжённость магн. поля $H = (H_n^2 + H_\tau^2)^{1/2}$ непрерывна, однако сам вектор $\boldsymbol{H}$ поворачивается вокруг нормали к поверхности разрыва на нек-рый угол. Термодинамич. параметры при переходе через альвеновский разрыв непрерывны, $\{s\} = 0$, $\{p\} = 0$, а скачки тангенциальных компонент скорости и магн. поля связаны ф-лой:

$$\boldsymbol{v}_\tau=-\frac{(\boldsymbol{H}_\tau)}{\sqrt{4\pi\rho}}\frac{\operatorname{sgn} H_n}{\operatorname{sgn} v_n}.$$

В случае анизотропного давления ($p_\parallel \neq p_\perp$) на альвеновском (вращательном) разрыве плотность и внутр. энергия, а также магн. поле могут тоже испытывать скачки, к-рые связаны соотношениями:

$$\{\mathscr{E}\}=-\left\{\frac{H^2}{8\pi\rho}+\frac{p_\parallel+p_\perp}{2\rho}\right\},\ \left\{\rho+\frac{4\pi\rho}{H^2}(p_\perp-p_\parallel)\right\}=0.$$

Разрывы, движущиеся относительно среды ($v_n \neq 0$), на к-рых плотность среды испытывает скачок, наз. *ударными волнами*. На ударных волнах возрастает энтропия, $s_2 - s_1 = \{s\} > 0$, а также практически для всех видов веществ растут давление и плотность:

$$\{p\} > 0, \quad \{\rho\} > 0.$$

Ударные волны плоско поляризованы, т. е. векторы H_1, H_2 и нормаль к поверхности разрыва лежат в одной плоскости. Скорость ударной волны относительно вещества перед ней зависит от её амплитуды, т. е. от величины скачка к.-л. МГД-параметра, напр. $\{p\}$. При стремлении амплитуды ударной волны к нулю её скорость стремится к скорости линейных *магнитозвуковых волн*, быстрой v_f или медленной v_s. Зависимость между значениями термодинамич. параметров перед волной и позади неё наз. ударной адиабатой или адиабатой Гюгонью. Различают параллельные, перпендикулярные и косые ударные волны.

Эволюционность и устойчивость разрывов магнитогидродинамических. Р. м., устойчивые относительно распада на неск. разрывов или нестационарных течений, наз. эволюционными. Любое бесконечно малое возмущение эволюц. разрыва приводит (по крайней мере на достаточно малых промежутках времени) к малым изменениям МГД-параметров разрыва. Возмущения эволюц. разрыва могут нарастать во времени по экспоненц. закону (как $\exp\gamma t$ с положит. инкрементом γ), что свидетельствует о неустойчивости такого разрыва, однако в течение времени $t \lesssim 1/\gamma$ возмущение остается малым. Введение понятия эволюционности Р. м. связано с возможностью построения нестационарных решений с заданными нач. условиями. Если линеаризованная задача о взаимодействии малых возмущений с разрывом не имеет решения либо имеет не единств. решение, что указывает на неправомерность исходного предположения о малости амплитуд возмущений в течение малого, но конечного времени, то разрыв наз. неэволюционным. Неэволюц. разрыв в течение короткого времени (в модели идеальной магн. гидродинамики — мгновенно) распадается на неск. устойчивых разрывов или может перейти в нестационарное течение. Альвеновские, тангенциальные и контактные Р. м. относятся к классу эволюционных. Для ударных волн условие эволюционности накладывает ограничения на скорость разрыва относительно среды. В частности, скорость быстрой ударной волны относительно среды перед ней должна быть больше скорости быстрой магнитозвуковой волны в среде v_{f1}, а скорость относительно среды за ней — меньше скорости быстрой магнитозвуковой волны v_{f2}.

При падении волн на сильный разрыв коэф. отражения может превысить единицу, т. е. волна усиливается в процессе отражения.

Структура разрывов. При учёте неидеальности вещества (вязкости, теплопроводности, джоулева нагрева) поверхность сильного разрыва размывается в узкий переходный слой, в к-ром МГД-параметры изменяются быстро, но непрерывно. Характер изменения параметров среды в переходной области наз. структурой разрыва. Толщина переходной области для слабой ударной волны часто превышает длину свободного пробега частиц. Это позволяет использовать ур-ния магн. гидродинамики с учётом малых диссипативных факторов для исследования структуры разрыва, к-рая часто описывается монотонной ф-цией. В разреженной плазме парные кулоновские столкновения могут быть весьма редкими и структура разрыва будет определяться коллективными процессами, а толщина переходной зоны может быть существенно меньше длины свободного пробега (напр., *бесстолкновительные ударные волны*).

Лит.: Куликовский А. Г., Любимов Г. А., Магнитная гидродинамика, М., 1962; Plasma Electrodynamics, v. 2, Oxf., 1975; Баранов В. Б., Краснобаев К. В., Гидродинамическая теория космической плазмы, М., 1977; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Половин Р. В., Демуцкий В. П., Основы магнитной гидродинамики, М., 1987.

Н. С. Ерохин, О. Г. Онищенко

РАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА — то же, что *низкотемпературная плазма*.

РАЗРЯДНИКИ — газоразрядные приборы для замыкания и размыкания электрич. цепи; содержат два или более электродов. Электрич. разряд, замыкающий или размыкающий электрич. цепь, в и-рую включён Р., зажигается или гасится при изменении напряжения U, приложенного к электродам. Напряжение зажигания (или пробоя $U_{пр}$) определяется кривой Пашена — зависимостью $U_{пр}$ от произведения давления p на расстояние между электродами d (см. *Пашена закон*). В зависимости от сочетания этих величин, а также параметров электрич. цепи в Р. могут иметь место разл. формы разряда: коронный, тлеющий, искровой, дуговой и др. или их смешанные формы (см. *Электрические разряды в газах*). Многообразие форм разряда и их параметров определяет применение Р. в электротехнике, радиотехнике, радиоэлектронике, автоматике — для защиты электрич. цепей и приборов от перенапряжений (искровые Р.), для коммутации цепей в импульсной миллимикросекундной радиотехнике, для передачи энергии в нагрузку от ёмкости накопителей энергии (газовые Р.), Р. используются для измерения высокого напряжения (измерительные Р.), для индикации вакуума (по характеру свечения определяют степень разрежения). В эксперим. физике управляемые Р. служат для включения импульсных устройств с точностью по времени до десятков нс (напр., в искровой камере, ячейке Керра и т. д.).

Лит.: Калашников А. М., Слуцкий В. З., Электровакуумные приборы и импульсная техника, М., 1962.

РАЗРЯДНЫЕ ТРУБКИ (трубки Конверси, годоскопические трубки) — управляемые газоразрядные координатные детекторы ионизирующих частиц. Представляют собой совокупность тонкостенных стеклянных или пластмассовых трубок (изредка полых стеклянных шариков) диам. 3—20 мм и длиной $\gtrsim 1$ м (иногда профилированных полипропиленовых пластин с каналами прямоуг. сечения), наполненных инертным газом (обычно Ne, смесь Ne с He или Ne с добавкой ~0,2% Ar) под давлением 0,5—3 атм и помещённых между плоскими электродами. Когда через Р. т. проходит ионизирующая частица, то по сигналу управляющих детекторов на электроды подаётся высоковольтный импульс (длительностью 2—4 мкс и запаздыванием $\lesssim 1$ мкс), создающий в межэлектродном пространстве электрич. поле напряжённостью до 8 кВ/см·атм. При этом электроны, освободившиеся в результате ионизации газа Р. т. ионизирующей частицей, и фотоэлектроны, выбитые из стенок Р. т. излучением возбуждённых той же частицей атомов газа, ускоряются электрич. полем и инициируют внутри Р. т. импульсный разряд, к-рый охватывает весь её объём. Этот разряд фотографируют через прозрачный торец трубки или регистрируют в виде электрич. сигнала, используя фотосопротивление, фотодиод, а также с помощью введённого внутрь Р. т. электрода (или внеш. электрода, чувствительного к эл.-маги. полю, создаваемому разрядом).

Поскольку разряд распространяется по всей длине Р. т., она является одномерным детектором. Для пространственной локализации траекторий частиц используют многослойные системы уложенных крест-накрест Р. т. (разрядные камеры) площадью до неск. десятков м², содержащие десятки и сотни тысяч Р. т. Подобные камеры, прослоенные блоками плотного вещества, представляют собой разновидность ионизационного калориметра, где энергия частицы измеряется по общему числу зажиганий Р. т.

Осн. характеристики Р. т. как детектора частиц — эффективность регистрации, пространственное (координатное) разрешение, время чувствительности и «мёртвое» время, долговечность. Эффективность Р. т. зависит от её диаметра, состава и давления газа, ионизирующей

способности частицы, параметров высоковольтного импульса и обычно составляет 60—100%. При этом вероятность ложной вспышки не превышает 1%. Координатное разрешение Р. т. определяется её радиусом, однако если частица пересекает большое число Р. т., точность восстановления траектории оказывается значительно выше. Время чувствительности, определяемое как время задержки импульса высокого напряжения, при к-рой эффективность Р. т. падает вдвое, составляет 30—40 мкс, но может быть сокращено до ~ 1 мкс введением в газ электроотрицат. добавок (O_2, SF_6 и т. п.) в кол-ве менее 0,1% или применением переменного очищающего электрич. поля напряжённостью до 10 В/см. «Мёртвое» время Р. т. зависит от скорости процессов деионизации и деозбуждения газа после разряда и обычно составляет 0,1—1 с, но может быть снижено до 10 мс теми же методами, что и время чувствительности. Для предотвращения экранирования внеш. электрич. поля полем статич. заряда, осевшего на внутр. стенках Р. т., материал стенок должен иметь не слишком большое объёмное сопротивление (ниже 10^{12} Ом·см). Стеклянная Р. т. выдерживает более 1,6 млн. вспышек без изменения характеристик.

Дешевизна, простота эксплуатации, долговрем. стабильность Р. т. обусловили их широкое применение в наземных и подземных исследованиях *космических лучей*, при поисках распада протона, в нейтринных экспериментах на ускорителях, где необходимы детекторы большой площади, а потоки частиц сравнительно невелики. Однако Р. т. вытесняются *стримерными трубками* (дрейфовыми), обладающими лучшими временны́ми и координатными параметрами. Зависимость эффективности Р. т. от ионизир. способности частиц использовалась при поисках свободных кварков — частиц с зарядом $^1/_3$ заряда электрона в составе космич. лучей.

Лит.: Искровая камера, М., 1967; Conversi M., Broscо G., Flash-tube hodoscope chambers, «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1973, v. 23, p. 75.

Г. И. Мерков.

РАЗРЯ́ДЫ В ГАЗА́Х — то же, что *электрические разряды в газах*.

РАЗУПРО́ЧНЕНИЕ — процесс понижения прочности и повышения пластичности материалов, предварительно упрочнённых в результате наклёпа, термич. обработки (для сталей — закалка с низкотемпературным отпуском, а для сплавов с ограниченной растворимостью, зависящей от темп-ры,— дисперсионное твердение) или облучения частицами с высокой энергией (нейтронами, γ-лучами, электронами). Упрочнённое состояние (см. *Упрочнение*) связано с наличием структурных несовершенств разл. рода и масштаба и является метастабильным. Поэтому при нагреве или в случае относительно легкоплавких металлов и сплавов, при длительном вылёживании при комнатной температуре происходит Р., к-рое является средством огрубления микро- и субмикроструктуры упрочнённого материала (видоизменения дислокац. структуры). Р. при нагреве после наклёпа происходит уже при отдыхе, когда имеют место частичная аннигиляция точечных дефектов и дислокаций, а также их перераспределение, и полностью завершается после *рекристаллизации*, приводящей к образованию новых зёрен, плотность дислокаций в к-рых значительно ниже, чем в деформированных. Степень Р. зависит от темп-ры и времени отжига (рис. 1).

Рис. 1. Изменение твёрдости алюминия, деформированного растяжением до 20%, со временем при различных температурах.

Легирующие элементы повышают темп-ру Р. Напр., предел текучести железа при нагреве после деформации прокаткой до 80% начинает снижаться уже при 200 °С, а введение в него 0,8% ниобия повышает темп-ру начала Р. до 600 °С.

Р. при нагреве после дисперсионного твердения (рис. 2) связано с нарушением сопряжения (когерентности) между кристаллич. решётками частиц выделяющейся фазы и основного *твёрдого раствора*, коагуляцией указанных частиц (увеличением ср. расстояния между ними), обеднением твёрдого раствора легирующими элементами и отдыхом или рекристаллизацией твёрдого раствора. При достаточно высоком нагреве Р. может быть обусловлено обратным растворением выделившихся частиц в твёрдом растворе. Уд. роль каждого из перечисленных процессов в Р. зависит от состава сплава и режима термич. обработки. Р. при нагреве облучённых материалов обусловлено перераспределением точечных дефектов, их частичной аннигиляцией, изменением взаимодействия с дислокациями, а также с перераспределением дислокаций, закреплённых точечными дефектами и образовавшихся в результате скоплений точечных дефектов. Р. может иметь место также непосредственно в процессе пластич. деформации в тех случаях, когда происходят поперечное скольжение и переползание дислокаций.

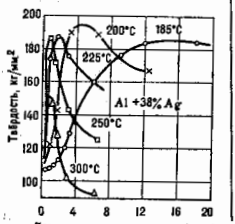


Рис. 2. Изменение твёрдости сплава Al + 38% Ag при нагреве после закалки.

Лит.: Гордиенко С. С., Рекристаллизация металлов и сплавов, 2 изд., М., 1978; Рекристаллизация металлических материалов. Сб., под ред. Ф. Хессиера, пер. с англ., М., 1982.

В. М. Розенберг.

РА́КА КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ — в квантовой механике характеризуют сложение трёх (и более) угл. моментов, а также *изотопических спинов* и др. аналогичных величин, связанных с группой трёхмерных вращений (см. *Квантовое сложение моментов*). Введены Дж. Рака (G. Racah, 1942) при развитии теории спектров сложных атомов. Широко применяются в разл. приложениях квантовой механики, а также в задачах теории представлений групп $SU(2)$ и $SO(3)$.

В результате сложения трёх моментов j_1, j_2 и j_3 полный момент j можно получить неск. способами (разл. схемы связи):

$$j_1+j_2=j_{12},\quad j_{12}+j_3=j; \tag{1а}$$

$$j_2+j_3=j_{23},\quad j_1+j_{23}=j; \tag{1б}$$

$$j_1+j_3=j_{13},\quad j_{13}+j_2=j. \tag{1в}$$

Вектор состояния, соответствующий схеме связи (1а), обычно обозначают как $|j_1j_2(j_{12})j_3jm\rangle$. Он является собств. вектором для операторов $\hat{j}_1^2$, $\hat{j}_2^2$, $\hat{j}_3^2$, $\hat{j}_{12}^2$, $\hat{j}^2$ и $\hat{j}_z$, причём собств. значения двух последних операторов равны $j(j+1)$ и m, $-j \leqslant m \leqslant j$. Приведём его явное выражение через собств. векторы $|j_i\ m_i\rangle$ трёх складываемых моментов:

$$|j_1j_2(j_{12})j_3m\rangle = \sum_{m_1m_2m_3} C^{j_{12}m_{12}}_{j_1m_1;j_2m_2}\, C^{jm}_{j_{12}m_{12};j_3m_3} \times$$
$$\times\, |j_1m_1\rangle|j_2m_2\rangle|j_3m_3\rangle. \tag{2}$$

Здесь $m_{12}=m_1+m_2$, $m=m_{12}+m_3$, а C — *Клебша — Гордана коэффициенты*.

Аналогично (2), схемам связи (1б, 1в) отвечают векторы состояния $|j_1j_2(j_{23})j_3jm\rangle$ и $|j_1j_3(j_{13})j_2jm\rangle$.

Р. к. характеризуют соотношения между состояниями, отвечающими указанным разл. схемам связи. Переход от одной схемы связи к другой осуществляется унитарным преобразованием (матрицей), элементы к-рого отличаются от Р. к. $W(j_1j_2jj_3;\ j_{12},\ j_{23})$ только вормировочными множителями:

$$|j_1j_2j_3(j_{23})jm\rangle=\sum_{j_{12}}U(j_{12},j_{23})|j_1j_2(j_{12})j_3jm\rangle,$$
$$U(j_{12},j_{23})=[(2j_{12}+1)(2j_{23}+1)]^{1/2}W(j_1j_2jj_3;j_{12},j_{23}). \quad (3)$$

Отсюда следует, что Р. к. могут быть выражены через суммы от произведения четырёх коэффициентов Клебша — Гордана. Поэтому Р. к. всегда вещественны и отличны от нуля только в том случае, когда для каждой из троек моментов (j_1, j_2, j_{12}), (j_2, j_3, j_{23}), (j_{12}, j_3, j) и (j_1, j_{23}, j) выполнено условие треугольника (т. е., напр., $|j_1-j_2|\leqslant j_{12}\leqslant j_1+j_2$ и т. д.).

Вместо Р. к. часто используют *Вигнера 6j-символы*, к-рые отличаются от Р.к. выбором фазового множителя:

$$\begin{Bmatrix} j_1j_2j_{12} \\ j_3j'j_{23} \end{Bmatrix}=(-1)^{j_1+j_2+j_3+j}W(j_1j_2jj_3;j_{12},j_{23}). \quad (4)$$

Р. к. обладают многочисл. свойствами симметрии, напр.,

$$W(abcd;ef)=W(cdab;ef)=W(acbd;fe)=$$
$$=(-1)^{b+c-e-f}W(aefd;bc)=(-1)^{a+d-e-f}W(ebcf;ad) \quad (5)$$

(полный список соотношений симметрии см. в [1—3]). Имеются также рекуррентные соотношения, связывающие между собой Р. к., в к-рых индексы изменяются на $^1/_2$ или 1.

Общие ф-лы для Р. к., справедливые при произвольных значениях моментов, чрезвычайно громоздки и мало пригодны для вычислений. Однако в тех случаях, когда один из моментов (напр., j_3) невелик, Р. к. нетрудно подсчитать по сравнительно простым алгебраич. ф-лам. Простейшие из них имеют вид

$$W(j_1j_2j0;j,j_2)=[(2j_2+1)(2j+1)]^{-1/2},$$
$$W(j_1j_2j^1/_2;j-^1/_2,j_2+^1/_2)=$$
$$=\left[\frac{(j+j_1+j_2+^1/_2)(1-j_1+j_2+^1/_2)}{j(2j+1)(j_2+1)(2j_2+1)}\right]^{1/2},\ldots$$

(табл. таких ф-л вплоть до $j_3=4$ см. в [1]). Имеются также численные табл. Р. к. и 6j-символов для конкретных (и не очень больших, $j_i\leqslant 7$) значений моментов [1, 2]. Подробное изложение теории Р. к., основанное на методах теории групп, содержится в [3].

Обобщением Р. к. являются 9j-символы, или коэф. Фано (к-рые определяются как коэф. преобразования между разл. схемами сложения четырёх моментов), и в общем случае 3nj-символы [1, 3]. Для упрощения громоздких вычислений в задачах сложения большого числа моментов можно использовать спец. диаграммную технику [1, 3].

Лит.: 1) Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; 2) Юцис А. П., Бандайтис А. А., Теория момента количества движения в квантовой механике, Вильнюс, 1977; 3) Бадеикарн Л., Лаун Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. *В. С. Попов.*

РАМАНА ЭФФЕКТ (комбинационное рассеяние света) — рассеяние света веществом, сопровождающееся изменением его длины волны, к-рое связано с колебаниями и вращениями молекул вещества. Открыт в 1928 Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом на кристаллах и Ч. В. Раманом (Ch. V. Raman) и К. С. Кришнаном (K. S. Krishnan) на жидкостях. Термин «Р. э.» распространён в заруб. литературе. Подробнее см. *Комбинационное рассеяние света.*

РАМЗАУЭРА ЭФФЕКТ — аномальное (с позиций классич. физики) взаимодействие электронов с нейтральными атомами нек-рых газов, заключающееся в резком уменьшении сечения упругого рассеяния электрона при небольших ($\lesssim 1$ эВ) энергиях столкновения. Р. э. наблюдается в наличии глубокого минимума в сечении рассеяния, в неск. раз меньшего, чем сечение рассеяния при нулевой энергии электронов, так что электроны с энергией $\lesssim 1$ эВ проходят сквозь газ, слабо рассеиваясь. Эффект установлен в 1921 К. Рамзауэром (C. Ramsauer) при изучении рассеяния электронов в аргоне. Р. э. относится как к полному сечению рассеяния, так и к сечению перевоса (диффузионному и др.).

Для понимания природы Р. э. сечение рассеяния можно представить в виде суммы парциальных сечений, отвечающих разным моментам столкновения. При нулевой энергии электрона только парциальное сечение для нулевого момента столкновения отлично от нуля. При небольших энергиях электрона, когда др. парциальные сечения ещё малы, это сечение обращается в нуль, что приводит к глубокому минимуму в сечении. Р. э. возможен только при рассеянии электрона на атомах с замкнутой электронной оболочкой, когда имеется только одно электронное состояние системы электрон — атом. Др. условием реализации Р. э. является отрицат. длина рассеяния электрона на атоме (см. *Рассеяние микрочастиц*), что обеспечивает обращение в нуль парциального сечения рассеяния с нулевым моментом электрона при небольших его энергиях. Указанные условия выполняются при рассеянии электрона на атомах аргона, криптона, ксенона, где и наблюдается эффект.

Лит.: Друкарев Г. Ф., Столкновения электронов с атомами и молекулами, М., 1978. *Б. М. Смирнов.*

РАНГ ГРУППЫ Ли — размерность любой из её подгрупп Картана, генерируемых подалгеброй Картана (см. *Ли алгебра*). Р. г. Ли равен рангу её алгебры Ли. Для матричных групп рангом группы является ранг матриц, образующих группу. Так как всякая группа Ли локально изоморфна нек-рой матричной группе, то её ранг равен рангу соответствующих матриц.

Лит. см. при ст. Группа, Ли алгебра.

РАНГ МАТРИЦЫ — число r, такое, что определитель по крайней мере одной $r\times r$-матрицы, полученной из данной *матрицы* удалением нек-рых строк и (или) столбцов, отличен от нуля, а определители всех матриц размерности больше r равны нулю. Р. м. равен наиб. числу линейно независимых строк или столбцов. Квадратная матрица порядка n является невырожденной тогда и только тогда, когда её ранг $r=n$. Понятие Р. м. позволяет наиб. просто сформулировать условие совместности системы линейных ур-ний: m линейных алгебраич. ур-ний с n неизвестными совместны тогда и только тогда, когда Р. м. коэффициентов равен рангу расширенной матрицы. *С. И. Азаков.*

РАСКЛИНИВАЮЩЕЕ ДАВЛЕНИЕ — понятие, относящееся к термодинамике тонких жидких плёнок и характеризующее интенсивность силового взаимодействия между разделяющими (по Дж. У. Гиббсу; J. W. Gibbs) поверхностями и таких плёнках. Подробнее см. *Термодинамика тонких плёнок.* *В. Г. Бабак.*

РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН — одна из разновидностей параметрич. неустойчивостей, возникающая в нелинейной среде при распространении в ней волн (напр., в плазме). Р. н. в. заключается в том, что в присутствии волны накачки (с частотой ω_0 и волновым вектором $\mathbf{k}_0$), превышающей нек-рый порог по амплитуде, возбуждаются и нарастают по экспоненте одновременно две волны ω_1, $\mathbf{k}_1$ и ω_2, $\mathbf{k}_2$, удовлетворяющие условию:

$$\omega_0=\omega_1+\omega_2,$$
$$\mathbf{k}_0=\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2.$$

Первым типом Р. н. в., теоретически предсказанным и детально исследованным в плазме в 1962, является неустойчивость ленгмюровской волны. Р. и. в. лежит также в основе вынужденного комбинац. рассеяния (см. подробнее *Вынужденное рассеяние света, Параметрические неустойчивости*).

РАСПЛЫВА́НИЕ ПАКЕ́ТА — см. *Волновой пакет.*

РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — осн. понятие *вероятностей теории* и матем. статистики. Р. полностью характеризует случайную величину. Пусть x — дискретная случайная величина, принимающая (конечное или бесконечное) счётное множество значений $\{x_n\}$. Если вероятность реализации значения x_n равна P_n, т. е. $P(x = x_n) = P_n$, то множество значений вероятностей P_n наз. дискретным Р. вероятности. Вероятности P_n удовлетворяют условиям $P_n > 0$, $\sum_n P_n = 1$. Предположим, что вероятность рассеяния частицы на мишени равна p. Тогда регистрируемое число рассеянных частиц n — дискретная случайная величина, Р. к-рой является *биномиальным распределением*:

$$P_n = N!p^n(1-p)^{N-n}/n!(N-n)!,$$

где N — число частиц, брошенных на мишень.

Пусть теперь x — непрерывная случайная величина, принимающая любое значение из интервала $[x_{\min}, x_{\max}]$. Если вероятность реализации значения $x < x'$ равна $F(x')$, т. е. $F(x') = P(x < x')$, то $F(x)$ наз. ф-цией распределения, а $f(x)$, определяемая равенством

$$F(x') = \int_{x_{\min}}^{x'} dx f(x),$$

наз. ф-цией плотности вероятности или просто Р. Из определения $F(x)$ следует, что

$$F(x_{\min}) = 0, \quad F(x_{\max}) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx f(x) = 1,$$

$$f(x)dx = F(x+dx) - F(x),$$

т. е. $f(x)$ имеет смысл плотности вероятности на единицу длины. Примером непрерывного Р. является *Максвелла распределение* по скоростям v_x, v_y, v_z частиц макроскопич. системы, находящейся в статистич. равновесии:

$$f(v_x, v_y, v_z) = (m/2\pi kT)^{3/2} \exp\left[-m\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right)/2kT\right],$$

где m — масса частицы, T — абс. темп-ра. Это Р. является частным случаем многомерного *Гаусса распределения*.

Наряду с ф-цией плотности вероятности часто используют её фурье-преобразование, наз. *характеристической функцией* Ф случайной величины; для дискретной величины

$$\Phi(t) = \mathbf{M}\exp(itx_n) \equiv \sum_n P_n \exp(itx_n),$$

для непрерывной величины

$$\Phi(t) = \mathbf{M}\exp(itx) \equiv \int dx f(x) \exp(itx),$$

где $\mathbf{M}$ — матем. ожидание. Характеристич. ф-ция полностью определяет Р. случайной величины и часто является более удобным средством её описания. Для дискретной случайной величины x_n с помощью замены $Z = \exp(it)$ часто переходят от характеристич. ф-ции к производящей ф-ции (см. *Производящий функционал*):

$$G(Z) = \mathbf{M}Z^{x_n} = \sum_n P_n Z^{x_n}.$$

Др. способом описания случайной величины является задание её *моментов*

$$\mu_n' = \mathbf{M}x^n \equiv \begin{cases} \sum_i x_i^n P_i, \\ \int dx f(x) x^n \end{cases}$$

или центральных моментов

$$\mu_n = \mathbf{M}(x - \mathbf{M}x)^n.$$

При довольно общих предположениях набор моментов полностью определяет Р. Приведём нек-рые Р., часто используемые в физике и матем. статистике (см. также *Коши распределение, Полиномиальное распределение, Пуассона распределение, Устойчивые распределения*).

Отрицательное биномиальное распределение (распределение Паскаля). Это Р. даёт вероятность затраты r попыток для достижения m успешных попыток. Если p — вероятность успешной попытки, то вероятность r равна

$$P(r) = (r-1)!p^m(1-p)^{r-m}/(m-1)!(r-m)!,$$

ср. значение

$$\mathbf{M}r = m/p,$$

дисперсия

$$\mathbf{D}r = m(1-p)/p^2,$$

производящая ф-ция

$$G(Z) = \left(\frac{pZ}{1-(1-p)Z}\right)^m.$$

χ^2-распределение. Пусть y_i — независимые случайные величины, подчиняющиеся нормальному Р. с нулевым ср. значением и единичной дисперсией, и пусть $\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} y_i^2$. Тогда ф-ция плотности вероятности

$$x = \chi^2, \quad f(x) = (x/2)^{n/2-1} \exp(-x/2)/2\Gamma(n/2),$$

ср. значение

$$\mathbf{M}x = n,$$

дисперсия

$$\mathbf{D}x = 2n,$$

характеристич. ф-ция

$$\Phi(t) = (1-2it)^{-n/2}.$$

Величину n наз. числом степеней свободы. Если x_n и x_m имеют независимые χ^2-распределения с n и m степенями свободы соответственно, то сумма $x_{(k)} = x_{(n)} + x_{(m)}$ имеет χ^2-распределение с $k = n + m$ степенями свободы. При $n > 30$ χ^2-распределение близко к нормальному с теми же ср. значением и дисперсией. Если независимые величины y_i принадлежат нормальному Р. со средними μ_i и единичными дисперсиями, то x имеет нецентральное χ^2-распределение с n степенями свободы, к-рое обозначают $\chi^2(n, \Delta)$, где $\Delta = \sum_{i=1}^{n} \mu_i^2$ — параметр нецентральности. Характеристич. ф-ция $\chi^2(n, \Delta)$ равна

$$\Phi(t) = \exp[it\Delta t/(1-2it)]/(1-2it)^{n/2}.$$

χ^2-распределение находит широкое применение в проверке *статистических гипотез*.

Распределение Стьюдента, t-распределение. Пусть y_i, $i = 1, \ldots, n$ — случайные величины, имеющие нормальные Р. со средним μ и дисперсией σ^2, тогда величина

$$t = n^{1/2}(\bar{y} - \mu)/s,$$

где

$$\bar{y}=\sum_{i=1}^{n} y_i/n,\quad s^2=\sum_{i=1}^{n}(y_i-\bar{y})^2/(n-1),$$

подчиняется распределению Стьюдента с ф-цией плотности вероятности

$$f(t)=\frac{\Gamma((n+1)/2)}{(n\pi)^{1/2}\Gamma(n/2)}(1+t^2/n)^{-(n+1)/2},$$

ср. значением

$$\mathbf{M}t=0,$$

дисперсией

$$\mathbf{D}t=n/(n-2),\ n>2,$$

моментами

$$\mu_{2r}=\frac{n^r\Gamma(r+1/2)\Gamma(n/2-r)}{\Gamma(1/2)\Gamma(n/2)},\ \mu_{2r+1}=0,\ 2r<n.$$

При $n\to\infty$ распределение Стьюдента приближается к нормальному Р. с нулевым средним и единичной дисперсией. С его помощью можно вычислить *доверительные интервалы* для μ и *статистические критерии* проверки гипотез.

Экспоненциальное распределение. Пусть x — положит. случайная величина, λ — положит. параметр, ф-ция плотности вероятности экспоненциального Р.

$$f(x)=\lambda\exp(-\lambda x),$$

ср. значение

$$\mathbf{M}x=\lambda^{-1},$$

дисперсия

$$\mathbf{D}x=\lambda^{-2},$$

характеристич. ф-ция

$$\Phi(t)=(1-it/\lambda)^{-1}.$$

Экспоненциальному Р. подчиняется, напр., время жизни радиоакт. ядер.

Гамма-распределение. Пусть x — положит. случайная величина, a, b — положит. параметры, ф-ция плотности вероятности гамма-распределения равна

$$f(x)=a(ax)^{b-1}\Gamma^{-1}(b)\exp(-ax),$$

ср. значение

$$\mathbf{M}x=b/a,$$

дисперсия

$$\mathbf{D}x=b/a^2,$$

характеристич. ф-ция

$$\Phi(t)=(1-it/a)^{-b}.$$

При $b=1$ гамма-распределение совпадает с экспоненциальным Р., а при $b=n/2$, $a=1/2$ — с χ^2-распределением с n степенями свободы.

Логарифмически нормальное распределение. Пусть x — положит. случайная величина, логарифм к-рой отвечает нормальному Р. со средним μ и дисперсией σ^2, тогда ф-ция плотности вероятности

$$f(x)=(\sqrt{2\pi}\sigma x)^{-1}\exp[-(\ln x-\mu)^2/2\sigma^2],$$

ср. значение

$$\mathbf{M}x=\exp(\mu+\sigma^2/2),$$

дисперсия

$$\mathbf{D}x=\exp(2\mu+\sigma^2)(\exp\sigma^2-1).$$

Лит.: Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., 3 изд., т. 1—2, М., 1984; Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 2 изд., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985; Боровков А. А., Математическая статистика, М., 1984.

В. П. Жмыхов.

РАСПРЕДЕЛЁННАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ (РОС) — *обратная связь* в нек-рых типах лазеров, в к-рых оптич. резонатор образуется благодаря пространственной периодической неоднородности активной среды (вместо зеркал). Обычно РОС создаётся с помощью периодич. модуляции показателя преломления (или коэф. усиления) либо периодического пространственного изменения сечения оптич. волновода (в тонкоплёночных лазерах). Период пространственной неоднородности d в РОС-лазерах сравним с длиной волны генерируемого излучения λ_Γ и удовлетворяет *Брэгга — Вульфа условию*:

$$2d\sin\theta=m_0\lambda_\Gamma/n,$$

где m_0 — целое число; n — показатель преломления активной среды; θ — угол скольжения (рис. 1; угол $\theta\neq 90°$ только для тонкоплёночных лазеров, в к-рых реализуется волноводное распространение генерируемого излучения); $I_н$, $I_и$ — интенсивности волн накачки и излучения соответственно.

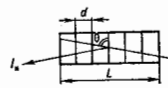


Рис. 1.

Качественно РОС можно интерпретировать как *брэгговское отражение* излучения от периодич. структуры в активной среде. Строгая теория РОС рассматривает решение *Максвелла уравнений* для пространственно модулированной среды в виде связанных волн с определёнными граничными условиями. Характерной особенностью РОС является высокая спектральная селективность, сравнимая с селективностью отражения от дифракц. решётки размером L (рис. 1). Т. е. ширина полосы, в пределах к-рой осуществляется эфф. РОС, соизмерима с межмодовым расстоянием резонатора длиной L, поэтому в РОС-лазерах часто достигается одночастотная генерация.

РОС применяется в *лазерах на красителях* и тонкоплёночных *полупроводниковых лазерах*. В лазерах на красителях используется преим. светоиндуцированная РОС, возникающая в результате периодич. изменения коэф. усиления и показателя преломления при интерференции двух высококогерентных пучков накачки (рис. 2, *а* и *б*). Перестройка длины волны в РОС-лазере

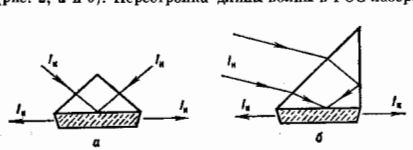


Рис. 2.

на красителях достигается обычно изменением угла между интерферирующими лучами накачки. Используется также изменение темп-ры активной среды. Недостатком лазеров со светоиндуцированной РОС является

сильная зависимость спектра генерируемого излучения от спектрального состава и расходимости накачки. Так, ширина спектра генерации РОС-лазера $\delta\lambda_г$ при монохроматич. накачке с расходимостью $\delta\theta$:

$$\delta\lambda_г=\lambda_г\sqrt{\left(\frac{\lambda_г}{\lambda_н}\frac{n_{пр}}{n_c}\right)^2-1}\cdot\delta\theta,$$

где $\lambda_г$, $\lambda_н$ — длины волны генерации и накачки; $n_{пр}$, n_c — показатели преломления призмы и активной среды. Несомненные преимущества РОС-лазера состоят в простоте конструкции селективного резонатора и компактности.

В тонкоплёночных лазерах (прежде всего полупроводниковых) РОС реализуется обычно с помощью гофрировки ограничивающей боковой поверхности оптич. волновода. Для гофрировки может быть использовано, в частности, травление плёнки через защитную маску, созданную из тонкой плёнки фоторезиста с помощью засветки интерферирующими световыми пучками.

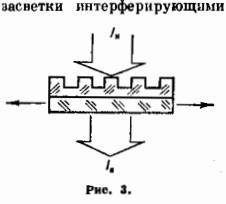


Рис. 3.

В тонкоплёночных лазерах РОС реализует дополнит. преимущество, связанное с возможностью дифракц. вывода генерируемого излучения через боковую поверхность волновода (рис. 3). Это уменьшает расходимость выходного излучения и снижает лучевую нагрузку на торцевые поверхности волновода.

Лит.: Лукьянов В. Н. и др., Лазеры с распределенной обратной связью, «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 11, с. 2373; Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш., Лазеры на красителях со светоиндуцированной распределенной обратной связью, там же, 1982, т. 9, № 12, с. 2359. *С. М. Копылов.*

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН — процесс передачи в пространстве эл.-магн. колебаний радиодиапазона (см. *Радиоволны*). В естеств. условиях Р. р. происходит в разл. средах, напр. в атмосфере, космич. плазме, в поверхностном слое Земли.

Общие закономерности распространения радиоволн. Скорость Р. р. в свободном пространстве в вакууме равна скорости света c. Полная энергия, переносимая радиоволной, остаётся постоянной, а плотность потока энергии убывает с увеличением расстояния r от источника обратно пропорционально r^2. Р. р. в др. средах происходит с фазовой скоростью, отличающейся от c, и в равновесной среде сопровождается поглощением эл.-магн. энергии. Оба эффекта объясняются возбуждением колебаний электронов и ионов среды под действием электрич. поля волны. Если напряжённость поля E гармонич. волны мала по сравнению с напряжённостью поля, действующего на заряды в самой среде (напр., на электрон в атоме), то колебания происходят также по гармонич. закону с частотой ω пришедшей волны. Колеблющиеся электроны излучают вторичные радиоволны той же частоты, но с др. амплитудами и фазами. В результате сложения вторичных волн с приходящей формируется результирующая волна с новой амплитудой и фазой. Сдвиг фаз между первичной и переизлучёнными волнами приводит к изменению фазовой скорости. Потери энергии при взаимодействии волны с атомами являются причиной *поглощения радиоволн*.

Амплитуда волны убывает с расстоянием по закону $A=(A_0/r)\exp[-(\omega/c)\varkappa r]$, а фаза волны изменяется по закону $\varphi=\omega t-(\omega/c)nr$, где $\varkappa$ — показатель поглощения, n — *преломления показатель*; n и $\varkappa$ зависят от *диэлектрической проницаемости* ε среды, её проводимости σ и частоты волн ω:

$$n=\left[\frac{1}{2}\varepsilon(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\delta}+1)\right]^{1/2},\qquad \varkappa=\left[\frac{1}{2}\varepsilon(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\delta}-1)\right]^{1/2}, \tag{1}$$

где $\mathrm{tg}\delta=4\pi\sigma/\omega\varepsilon$ наз. тангенсом угла потерь. Фазовая скорость $v=c/n$, коэф. поглощения $\beta=(\omega/c)\varkappa$. Среда ведёт себя как *диэлектрик*, если $\mathrm{tg}^2\delta\ll 1$, и как проводник, если $\mathrm{tg}^2\delta\gg 1$. В первом случае $n\simeq\sqrt{\varepsilon}$, $\varkappa=\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon}\,\mathrm{tg}\,\delta$, во втором — $n\simeq\varkappa=\sqrt{\varepsilon/2\cdot\mathrm{tg}\delta}$, и волна затухает на расстояниях $d=c/\omega\varkappa=\frac{\lambda}{2\pi\varkappa}$, d — толщина скин-слоя (см. *Скин-эффект*). В среде ε и σ являются ф-циями частоты (см. *Дисперсия волн*). Вид частотной зависимости ε и σ определяется структурой среды. Дисперсия радиоволн особенно существенна в тех случаях, когда частота волны близка к характерным собств. частотам среды (напр., при Р. р. в ионосферной и космич. плазме, см. ниже).

При Р. р. в средах, не содержащих свободных электронов (тропосфера, толща Земли), происходит смещение связанных электронов в атомах и молекулах среды в сторону, противоположную полю волны E, при этом $n>1$, $v_ф<c$. В плазме поле волны вызывает смещение свободных электронов в направлении E, при этом $n<1$ и $v_ф>c$, т. е. фазовая скорость монохроматич. волны может быть как меньше, так и больше c. Однако для того чтобы передать при помощи радиоволн к.-л. информацию (энергию), необходимо иметь ограниченный во времени радиосигнал, представляющий собой нек-рый набор гармонич. волн. Спектральный состав сигнала зависит от его длительности и формы. Радиосигнал распространяется с групповой скоростью $v_{гр}$. В любой среде $v_{гр}<c$.

В однородных средах радиоволны распространяются прямолинейно, подобно световым лучам. Процесс Р. р. в этом случае подчиняется законам *геометрической оптики*. Однако реальные среды неоднородны. В них n, а следовательно, и $v_ф$ различны в разных участках среды, что приводит к *рефракции радиоволн*. В случае плавных (в масштабе λ) неоднородностей справедливо приближение геом. оптики. Если показатель преломления зависит только от высоты h, отсчитываемой от сферической поверхности Земли, то вдоль траектории луча выполняется условие

$$n(h)[1+h/R_0]\sin\varphi=\sin\varphi_0. \tag{2}$$

Соотношение (2) представляет собой *Снелля закон* преломления для сферическислоистой среды. Здесь R_0 — радиус Земли, φ — угол наклона луча к вертикали в произвольной точке траектории. Если вместо действит. показателя преломления n ввести приведённый показатель преломления

$$n_{пр}=n(h)[1+h/R_0], \tag{3}$$

то закон преломления (2) получит вид

$$n_{пр}\sin\varphi=\sin\varphi_0. \tag{4}$$

Соотношение (4) наз. законом преломления Снелля для плоскослоистой среды.

Если n убывает при увеличении h, то в результате рефракции луч, по мере распространения, отклоняется от вертикали и на нек-рой высоте h_m становится параллельным горизонтальной плоскости, а затем распространяется вниз (рис. 1, *а*). Макс. высота h_m, на к-рую луч может углубиться в неоднородную плоскослоистую среду, зависит от угла падения φ_0 и определяется из условия

$$n(h_m)=\sin\varphi_0. \tag{5}$$

В область $h>h_m$ лучи не проникают, и, согласно приближению геом. оптики, волновое поле в этой области должно быть равно 0. В действительности вблизи плоскости $h=h_m$ волновое поле возрастает, а при $h>h_m$ убывает экспоненциально (рис. 1, *б*). Нарушение законов геом. оптики при Р. р. связано также с *дифракцией волн*, вследствие к-рой радиоволны могут про-

Рис. 1. *а* — рефракция радиоволн в плоскослоистой среде с grad $n < 0$; *б* — зависимость квадрата амплитуды напряжённости электрического поля радиоволны от высоты h.

никать в область геом. тени. На границе области геом. тени образуется сложное распределение волновых полей. Дифракция радиоволн возникает при наличии на их пути препятствий (непрозрачных или полупрозрачных тел) и особенно существенна в тех случаях, когда размеры препятствий сравнимы с λ.

Если Р. р. происходит вблизи резкой границы (в масштабе λ) между двумя средами с разл. электрич. свойствами (напр., атмосфера — поверхность Земли или тропосфера — ниж. граница ионосферы для достаточно длинных волн), то при падении радиоволн на резкую границу образуются отражённая и преломлённая (прошедшая) радиоволны. Если отражение происходит от границы проводящей среды (напр., от поверхностного слоя Земли), то глубина проникновения в него определяется толщиной скин-слоя.

В неоднородных средах возможно *волноводное распространение радиоволн*, при к-ром происходит локализация потока энергии между определ. поверхностями, за счёт чего волновые поля между ними убывают с расстоянием медленнее, чем в однородной среде (атм. волновод). В средах с плавными неоднородностями локализация связана с рефракцией, а в случае резких границ — с отражением.

В среде, содержащей случайные локальные неоднородности, вторичные волны излучаются беспорядочно в разл. направлениях. Рассеянные волны частично уносят энергию исходной волны, что приводит к её ослаблению. При рассеянии на неоднородностях размером $l \ll \lambda$ (т. н. рассеяние Рэлея; см. *Рассеяние света*) рассеянные волны распространяются почти изотропно. В случае рассеяния на крупномасштабных прозрачных неоднородностях рассеянные волны распространяются в направлениях, близких к исходной волне. При $\lambda \approx l$ возникает сильное резонансное рассеяние.

Влияние поверхности Земли на распространение радиоволн определяется как электрич. параметрами ε и σ грунтов и водных пространств, образующих земную кору, так и структурой поверхности Земли, т. е. её кривизной и неоднородностью. Р. р.— процесс, захватывающий большую область пространства, но наиб. существа. роль в Р. р. играет область, ограниченная поверхностью, имеющей форму эллипсоида вращения, в фокусах к-рого A и B на расстоянии r расположены передатчик и приёмник (радиотрасса, рис. 2). Большая ось эллипсоида равна $r + \lambda(\pi/4)$, малая ось определяется размерами первой *Френеля зоны* и $\approx \sqrt{\lambda r/2}$. Ширина трассы уменьшается с убыванием λ. Если высоты z_1 и z_2, на к-рых расположены антенны передатчика и приёмника над поверхностью Земли, велики по сравнению с λ, то эллипсоид не касается поверхности Земли и она не влияет на Р. р. (рис. 2, *а*). При понижении обеих или одной из конечных точек радиотрассы (или увеличении длины волны) поверхность Земли пересекает эллипсоид. В этом случае на Р. р. оказывают влияние электрич. параметры области поверхности Земли, ограниченной эллипсом сечения, вытянутым вдоль трассы. При сохранении условий $z_1/\lambda \gg 1$ и $z_2/\lambda \gg 1$ в точке приёма возникает интерференция между прямой и отражённой волнами (см. *Интерференция волн*). Амплитуда и фава отражённой волны определяются с учётом *Френеля формул* для коэф. отражения. Интерференционные максимумы и минимумы обусловливают лепестковую структуру поля, к-рая характерна для декаметровых и более коротких радиоволн. Если $z_1/\lambda < 1$ и $z_2/\lambda < 1$, то радиотрасса выделяет участок поверхности Земли, ограниченный эллипсом с осями $r + \lambda(\pi/4)$ и $\sqrt{\lambda r/2}$. Уменьшение напряжённости поля, а следовательно, и потока энергии, переносимого радиоволной вдоль поверхности Земли

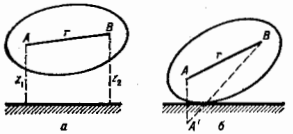


Рис. 2. Эллипсоидальная область пространства, существенная при распространении радиоволн (радиотрасса); A — излучатель; B — приёмник.

(*земной волной*), обусловлено проводимостью поверхности в этой области. При Р.р. вдоль проводящей поверхности возникает поток энергии, направленный в проводящую среду и быстро затухающий по мере распространения в ней. Глубина проникновения радиоволны в земную кору определяется толщиной скин-слоя $d = \frac{1}{2\pi}\sqrt{c\,\lambda/\sigma}$ и, следовательно, увеличивается с увеличением длины волны. Поэтому для подземной и подводной радиосвязи используются длинные и сверхдлинные радиоволны.

Выпуклость земной поверхности ограничивает расстояние, на к-ром из точки приёма B «виден» передатчик A (область «прямой видимости», рис. 3). Однако

Рис. 3. Дальность «прямой видимости» r ограничена выпуклостью земной поверхности; R_0 — радиус Земли, z_1 и z_2 — высоты передающей A и приёмной B антенн соответственно.

радиоволны, огибая Землю в результате дифракции, могут проникать в область тени на большее расстояние $\sim \sqrt[3]{R_0^2\lambda}$ (R_0 — радиус Земли). Практически в эту область за счёт дифракции могут проникать только километровые и более длинные волны (рис. 4).

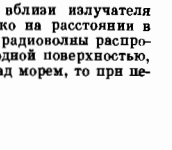


Рис. 4. График, иллюстрирующий связь дальности r распространения от величины $W = 20\lg|E/E_0|$, где E — напряжённость поля радиоволны в реальных условиях распространения с учётом огибания выпуклости земной поверхности (излучатель расположен на поверхности Земли); E_0 — напряжённость поля для разных частот без учёта дифракции.

Фазовая скорость земных волн вблизи излучателя зависит от электрич. свойств. Однако на расстоянии в неск. λ от излучателя $v_\Phi \approx c$. Если радиоволны распространяются над электрич. неоднородной поверхностью, напр. сначала над сушей, а затем над морем, то при пе-

ресечении береговой линии резко изменяются амплитуда и направление Р. р. (береговая рефракция, рис. 5).

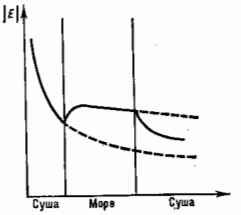


Рис. 5. Изменение напряжённости электрического поля волны при пересечении береговой линии.

Влияние рельефа земной поверхности на Р. р. зависит от высоты неровностей h, их горизонтальной протяжённости l; λ и угла θ падения волны на поверхность. Если неровности достаточно малы и пологи, так что $kh\cos\theta < 1$ (k — волновое число), и выполняется т. н. критерий Рэлея $k^2l^2\cos\theta < 1$, то они слабо влияют на Р. р. Влияние неровностей зависит также от поляризации волн. Напр., для горизонтально поляризованных волн оно меньше, чем для волн, поляризованных вертикально. Когда неровности не малы и не пологи, энергия радиоволны может рассеиваться (радиоволна отражается от них). Высокие горы и холмы с $h > \lambda$ «возмущают» волновое поле, образуя затенённые области. Дифракция радиоволн на горных хребтах иногда приводит к усилению волны из-за интерференции прямых и отражённых волн. Вершина горы служит естеств. ретрансля́тором. Это существенно при распространении метровых радиоволн в гористой местности (рис. 6).

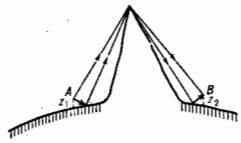


Рис. 6. Траектория радиоволн при дифракции на неровностях.

Распространение радиоволн в тропосфере. Тропосфера — область атмосферы, расположенная между поверхностью Земли и тропопаузой, в к-рой темп-ра воздуха обычно убывает с высотой (в тропопаузе темп-ра с высотой увеличивается). Высота тропопаузы на земном шаре неодинакова, над экватором она больше, чем над полюсами, а в средних широтах, где существует система сильных западных ветров, изменяется скачкообразно. Тропосфера состоит из смеси нейтральных молекул и атомов газов, входящих в состав сухого воздуха, и паров воды. Диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и показатель преломления газа, не содержащего свободных электронов и ионов, обусловлены дополнительными полями, создаваемыми смещением электронов в молекулах (поляризация сухого воздуха) и ориентацией полярных молекул (паро́в воды) под действием электрич. поля волны.

Показатель преломления тропосферы

$$n-1=\frac{79}{T}\left(p+\frac{4800}{T}e\right)10^{-6}, \qquad (6)$$

где p — давление сухого воздуха, e — давление водяного пара в миллибарах, T — темп-ра. Показатель преломления не зависит от частоты и очень мало отличается от единицы. Так, у поверхности Земли с увеличением высоты происходит изменение параметров p, T, e, определяющих значение показателей преломления. При нормальных метеорологич. условиях показатель преломления уменьшается с высотой:

$$\operatorname{grad} n=dn/dh=-4\cdot10^{-8}M^{-1}.$$

Это приводит к искривлению траектории лучей. Для правильной оценки положения луча относительно поверхности Земли необходимо учитывать сферичность её поверхности, что можно сделать, вводя приведённый показатель преломления (3):

$$\operatorname{grad} n_{\text{пр}}=dn/dh+1/R_0,$$

отличающийся от grad n не только по абс. величине, но и по знаку. В условиях нормальной тропосферной рефракции grad $n_{\text{пр}} > 0$. В этом случае луч, вышедший из приподнятого над землёй излучателя под углом $\varphi_0 < \pi/2$ к вертикали, при распространении приближается к ней. При $\varphi_0 > \pi/2$ распространение лучей происходит в сторону уменьшающихся значений $n_{\text{пр}}$. При этом, в зависимости от значений φ_0, луч может достигнуть поверхности Земли и отразиться от неё, достигнуть точки поворота, определяемой из условия (5), и при нек-ром значении угла φ_0 точка поворота может лежать на поверхности Земли. В этом случае траектория луча является границей между областью, в к-рую могут попасть лучи, и областью тени. Нормальная тропосферная рефракция способствует увеличению области прямой видимости.

Метеорологич. условия существ. образом влияют на изменение показателя преломления, т. е. и на рефракцию радиоволн. Обычно в тропосфере давление воздуха и темп-ра с высотой уменьшаются, а давление водяного пара увеличивается. При нек-рых метеорологич. условиях, напр. при движении нагретого над сушей воздуха над более холодной поверхностью моря, темп-ра воздуха с высотой увеличивается, а давление водяного пара уменьшается (инверсия темп-ры и влажности). В этом случае показатель преломления изменяется с высотой не монотонно, т. е. $dn_{\text{пр}}/dh$ на нек-рой высоте может изменить знак. Если в интервале высот, определяемом толщиной слоя инверсии, $|\operatorname{grad} n| < 1/R_0$, то $\operatorname{grad} n_{\text{пр}} < 0$. В плоскослоистой среде с grad $n_{\text{пр}} < 0$ лучи отражаются от высоты, определяемой из условия (5). В пространстве, ограниченном снизу поверхностью Земли, а сверху высотой, на к-рой $dn_{\text{пр}}/dh$ изменяет знак, возникают условия для волноводного распространения (рис. 7). В тропосферных волноводах, как правило, могут распространяться волны с $\lambda < 1$ м.

Рис. 7. Траектории УКВ в тропосферном волноводе.

Поглощение радиоволн в тропосфере пренебрежимо мало для всех радиоволн вплоть до сантиметрового диапазона. Поглощение сантиметровых и более коротких волн резко увеличивается, когда частота волны ω совпадает с одной из собств. частот колебаний молекул воздуха (резонансное поглощение). Молекулы получают от приходящей волны энергию, к-рая превращается в теплоту и только частично передаётся вторичным волнам. Известен ряд линий резонансного поглощения в тропосфере: $\lambda = 1{,}35$ см, 1,5 см, 0,75 см (поглощение в парáх воды) и $\lambda = 0{,}5$ см, 0,25 см (поглощение в кислороде). Между резонансными линиями лежат области более слабого поглощения (окна прозрачности).

Ослабление радиоволн может быть также вызвано рассеянием на неоднородностях, возникающих при турбулентном движении воздушных масс (см. *Турбулентность*). Рассеяние резко увеличивается, когда в воздухе присутствуют капельные неоднородности в виде дождя, снега, тумана. Почти изотропное рассеяние Рэлея на мелкомасштабных неоднородностях делает возможной радиосвязь на расстояниях, значительно превышающих прямую видимость (рис. 8). Т. о.,

тропосфера существенно влияет на распространение УКВ. Для декаметровых и более длинных волн тропосфера практически прозрачна, и на их распространение влияют земная поверхность и более высокие слои атмосферы.

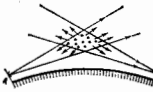


Рис. 8. Рассеяние радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях.

Распространение радиоволн в ионосфере. Ионосферу образуют верх. слои земной атмосферы, в к-рой газы частично (до 1%) ионизированы под влиянием УФ-, рентг. и корпускулярного солнечного излучения. Ионосфера электрически нейтральна, она содержит равное кол-во положит. и отрицат. частиц, т. е. является плазмой. Достаточно большая ионизация, оказывающая влияние на Р. р., начинается на высоте 60 км (слой D), увеличивается до высоты 300—400 км, образуя слои E, F_1, F_2, и затем медленно убывает. В гл. максимуме концентрация электронов N достигает 10^6 см$^{-3}$. Зависимость N от высоты меняется со временем суток, года, с солнечной активностью, а также с широтой и долготой. Ионизиров. слой между 200 и 400 км состоит в осн. из равного кол-ва ионов O^+ и электронов. Эти частицы погружены в нейтральный газ с концентрацией 10^8 см$^{-3}$, состоящий в осн. из частиц O_2, O, N_2 и He.

В многокомпонентной плазме, содержащей электроны, ионы и нейтральные молекулы и пронизанной магн. полем Земли (см. *Земной магнетизм*), могут возникать разл. виды собств. колебаний, имеющих разные частоты. Напр., плазменные (ленгмюровские) частоты электронов $\omega_0 = \sqrt{4\pi Ne^2/m}$ и ионов $\Omega_0 = \sqrt{4\pi Ne^2/M}$, гиромагн. частоты электронов $\omega_H = eH_0/mc$ и ионов $\Omega_H = eH_0/Mc$, где m, M — массы электрона и иона, e — их заряд, N — концентрация, H_0 — напряжённость магн. поля Земли. Т. к. $M \gg m$, то $\omega_0 \gg \Omega_0$, $\omega_H \gg \Omega_H$. Напр., для электронов $\omega_H/2\pi = 1{,}4$ МГц, а для ионов атомарного кислорода $\Omega_H/2\pi = 54$ Гц.

В зависимости от частоты ω радиоволнй осн. роль в Р. р. играют те или др. виды собств. колебаний, поэтому электрич. свойства ионосферы различны для разных участков радиодиапазона. При высоких ω ионы не успевают следовать за изменениями поля и в Р. р. принимают участие только электроны. Вынужденные колебания свободных электронов ионосферы происходят в противофазе с действующей силой и вызывают поляризацию плазмы в сторону, противоположную электрич. полю волны E. Поэтому диэлектрич. проницаемость ионосферы $\varepsilon < 1$. Она уменьшается с уменьшением частоты: $\varepsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2$. Учёт соударений электронов с атомами и ионами даёт более точные ф-лы для ε и σ ионосферы:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2}; \quad \sigma = \frac{\omega_0^2 \nu}{4\pi(\omega^2 + \nu^2)}.$$

Здесь ν — эфф. частота соударений. Для декаметровых и более коротких волн в большей части ионосферы $\omega^2 \gg \nu^2$ и показатели преломления n и поглощения $\varkappa$ приближённо равны:

$$n \approx \sqrt{1 - \omega_0^2/\omega^2}, \quad \varkappa \approx 2\pi\sigma/\omega\sqrt{\varepsilon}.$$

Поскольку $n < 1$, фазовая скорость Р. р. $v_ф = c/n > c$, групповая скорость $v_{гр} = c/n < c$.

Поглощение в ионосфере пропорц. ν, т. к. чем больше число столкновений, тем бо́льшая часть энергии, получаемой электроном из волн, переходит в тепло. Поэтому поглощение больше в ниж. областях ионосферы (слой D), где ν больше, т. к. выше плотность газа. С увеличением частоты поглощение уменьшается. Короткие волны испытывают слабое поглощение и распространяются на большие расстояния.

Рефракция радиоволн в ионосфере. В ионосфере распространяются только радиоволны с частотой $\omega > \omega_0$. При $\omega < \omega_0$ показатель преломления становится чисто мнимым и эл.-магн. поле экспоненциально убывает в глубь плазмы. Радиоволна с частотой ω, падающая на ионосферу вертикально, отражается от уровня, на к-ром $\omega = \omega_0$ и $n = 0$. В ниж. части ионосферы электронная концентрация и ω_0 увеличиваются с высотой, поэтому с увеличением ω посланная с Земли волна всё глубже проникает в ионосферу. Макс. частота радиоволны, к-рая отражается от слоя ионосферы при вертикальном падении, наз. критич. частотой слоя:

$$\omega_{кр} = \omega_{0\,макс} = \sqrt{4\pi e^2 N_{макс}/m}.$$

Критич. частота слоя F_2 (гл. максимума) изменяется в течение суток и года в широких пределах (от 3—5 до 10 МГц). Для волн с $\omega > \omega_{кр}(F_2)$ показатель преломления не обращается в нуль и падающая вертикально волна проходит через ионосферу, не отражаясь.

При наклонном падении волны на ионосферу происходит рефракция, как в тропосфере. В ниж. части ионосферы $\mathrm{grad}\, n \approx -(10^{-4}-10^{-5})$ м$^{-1}$, т. е. $|\mathrm{grad}\, n| \gg 1/R_0$, поэтому $\mathrm{grad}\, n_{пр} \approx \mathrm{grad}\, n < 0$ и траектория луча отклоняется по направлению к Земле (рис. 9). Радиоволна, падающая на ионосферу под углом φ_0, поворачивает

Рис. 9. Схематическое изображение радиолучей определённой частоты при различных углах падения на ионосферу.

к Земле на высоте h, для к-рой выполнено условие (5). Макс. частота волны, отражающейся от ионосферы при падении под углом (т. е. для данной дальности трассы), равна $\omega_{МПЧ} = \omega_{кр}\sec\varphi_0 > \omega_{кр}$ и наз. максимально применимой частотой (МПЧ). Волны с $\omega < \omega_{МПЧ}$, отражаясь от ионосферы, возвращаются на Землю, что используется для дальней радиосвязи. Вследствие сферичности Земли величина угла φ_0 ограничена и дальность связи при однократном отражении от ионосферы $\leqslant 3500$—

Рис. 10. Распространение коротких волн между Землёй и ионосферой: *а* — многоскачковая траектория; *б* — скользящая траектория.

4000 км. Связь на большие расстояния осуществляется за счёт неск. последоват. отражений от ионосферы и Земли («скачков», рис. 10, *а*). Возможны и более сложные

волноводные траектории, возникающие за счёт горизонтального градиента N или рассеяния на неоднородностях ионосферы при Р. р. с частотой $\omega > \omega_{\text{МПЧ}}$. В результате рассеяния угол падения луча на слой F_2 оказывается больше, чем при обычном распространении. Луч испытывает ряд последоват. отражений от слоя F_2, пока не попадёт в область с таким градиентом N, к-рый вызовет отражение части энергии назад к Земле (рис. 10, *б*).

Влияние магнитного поля Земли H_0. В магн. поле H_0 на электрон, движущийся со скоростью v, действует *Лоренца сила* $F = (-e/c)[vH_0]$, под влиянием к-рой он вращается по окружности в плоскости, перпендикулярной H_0, с гиромагн. частотой ω_H. Траектория каждой заряж. частицы — винтовая линия с осью вдоль H_0. Действие силы Лоренца приводит к изменению характера вынужденных колебаний электронов под действием электрич. поля волны, а следовательно, к изменению электрич. свойств среды. В результате ионосфера становится анизотропной гиротропной средой, электрич. свойства к-рой зависят от направления Р. р. и описываются не скалярной величиной ε, а тензором диэлектрич. проницаемости ε_{ij}. Падающая на такую среду волна испытывает *двойное лучепреломление*, т. е. расщепляется на две волны, отличающиеся скоростью и направлением распространения, поглощением и поляризацией. Если направление Р. р. $\perp H_0$, то падающую волну можно представить себе в виде суммы двух линейно поляризованных волн с $E \perp H_0$ и $E \parallel H_0$. Для первой, «необыкновенной», волны (*е*) характер вынужденного движения электронов под действием поля волны E изменяется (появляется компонента ускорения, перпендикулярная E) и поэтому изменяется n. Для второй, «обыкновенной», волны (*о*) вынужденное движение остаётся таким же, как и без поля H_0 (при $v \parallel H_0$ сила Лоренца равна 0). Для этих двух волн (без учёта соударений) квадраты показателей преломления равны

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_0^2(\omega^2 - \omega_e^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_0^2 - \omega_H^2)}; \quad n_0^2 = 1 - \omega_0^2/\omega^2. \qquad (7)$$

При Р. р. вдоль H_0

$$n_e^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - \omega_H)}; \quad n_0^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + \omega_H)}. \qquad (8)$$

В последнем случае обе волны имеют круговую поляризацию, причём у «необыкновенной» волны вектор E вращается в сторону вращения электрона, а у «обыкновенной» — в противоположную сторону. При произвольном направлении Р. р. (относительно H_0) поляризация нормальных волн эллиптическая.

По мере Р. р. в ионосфере увеличивается сдвиг фаз между волнами и изменяется поляризация суммарной волны. Напр., при Р. р. вдоль H_0 это приводит к повороту плоскости поляризации (*Фарадея эффект*), а при Р. р. перпендикулярно H_0 — к периодич. чередованию линейной и круговой поляризаций (см. *Коттона — Мутона эффект*). Т. к. показатели преломления волн различны, отражение их происходит на разной высоте (рис. 11). Направление волнового вектора k при Р. р. в ионосфере может отличаться от $v_{\text{гр}}$.

Рис. 11. Расщепление радиоволны в результате двойного лучепреломления в ионосфере.

Низкочастотные волны в ионосфере. Осн. часть энергии НЧ-радиоволн практически не проникает в ионосферу. Волны отражаются от её ниж. границы (днём — вследствие сильной рефракции в D-слое, ночью — от E-слоя, как от границы двух сред с разными электрич. свойствами). Распространение этих волн хорошо описывается моделью, согласно к-рой однородные и изотропные Земля и ионосфера образуют приземный волновод с резкими сферич. стенками, в к-ром и происходит Р. р. Такая модель объясняет наблюдаемое убывание поля с расстоянием и возрастание амплитуды поля с высотой. Последнее связано со скольжением волн вдоль вогнутой поверхности волновода, приводящим к своеобразной «фокусировке» поля. Это явление аналогично открытому Рэлеем в акустике эффекту «шепчущей галереи». Амплитуда радиоволн значительно возрастает в антиподной по отношению к источнику точке Земли. Это объясняется сложением радиоволн, огибающих Землю по всем направлениям и сходящихся на противоположной стороне.

Влияние магн. поля Земли обусловливает ряд особенностей распространения НЧ-волн в ионосфере: сверхдлинные волны могут выходить из приземного волновода за пределы ионосферы, распространяясь вдоль силовых линий геомагн. поля между сопряжёнными точками A и B Земли (рис. 12). Из ф-лы (8) видно, что при $\omega \ll \omega_H$ в случае продольного распространения $n_e^2 \approx \omega_0^2/\omega\omega_H$ нигде не обращается в 0, т. е. волна проходит через ионосферу без отражения. В ночной атмосфере приближение геом. оптики нарушается и частичное прохождение есть при любом угле падения. Разряды молний в атмосфере — естеств. источник НЧ-волн. В диапазоне 1—10 кГц они приводят к образованию т. н. свистящих *атмосфериков*, к-рые распространяются указанным образом и создают на выходе приёмника сигнал с характерным свистом.

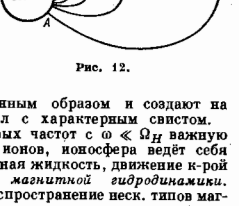


Рис. 12.

При Р. р. инфразвуковых частот с $\omega \ll \Omega_H$ важную роль играют колебания ионов, ионосфера ведёт себя как проводящая нейтральная жидкость, движение к-рой описывается ур-ниями *магнитной гидродинамики*. В ионосфере возможно распространение неск. типов магнитогидродинамич. волн, в частности *альвеновских волн*, распространяющихся вдоль геомагн. поля с характерной скоростью $v_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho}$ (где ρ — плотность газа), и магнитозвуковых волн, к-рые распространяются изотропно (подобно звуку).

Нелинейные эффекты при распространении радиоволн в ионосфере проявляются уже для радиоволн сравнительно небольшой интенсивности и связаны с нарушением линейной зависимости поляризации среды от электрич. поля волны (см. *Нелинейная оптика*). «Нагревная» нелинейность играет осн. роль, когда характерные размеры возмущённой электрич. полем области плазмы во много раз больше длины свободного пробега электронов. Т. к. длина свободного пробега электронов в плазме значительна, электрон успевает получить от поля заметную энергию за время одного пробега. Передача энергии при столкновениях от электронов к ионам, атомам и молекулам затруднена из-за большого различия в их массах. В результате электроны плазмы сильно «разогреваются» уже в сравнительно слабом электрич. поле, что изменяет эфф. частоту соударений. Поэтому ε и σ плазмы становятся зависящими от поля E волны и Р. р. приобретает нелинейный характер. «Возмущение» диэлектрич. проницаемости $\Delta\varepsilon_H \sim (E/E_p)^2$, где $E_p = \sqrt{3(T m\delta/e^2)(\omega^2 + \nu^2)}$ — характерное «плазменное» поле, T — темп-ра плазмы, δ — ср. доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжёлой частицей, ν — частота соударений.

Т. о., нелинейные эффекты становятся заметными, когда поле волны E сравнимо с E_p, к-рое в зависимости от частоты волны и области ионосферы составляет $\sim 10^{-4}$—10^{-1} В/см.

Нелинейные эффекты могут проявляться как самовоздействие волны и как взаимодействие волн между собой. Самовоздействие мощной волны приводит к изменению её поглощения и глубины модуляции. Поглощение мощной радиоволны нелинейно зависит от её амплитуды. Частота соударений ν с увеличением темп-ры электронов может как расти (в ниж. слоях, где осн. роль играют соударения с нейтральными частицами), так и убывать (при соударении с ионами). В первом случае поглощение резко возрастает с увеличением мощности волны («насыщение» поля в плазме). Во втором случае поглощение падает (т. н. просветление плазмы для мощной радиоволны). Из-за нелинейного изменения поглощения амплитуда волны нелинейно зависит от амплитуды падающего поля, поэтому её модуляция искажается (автомодуляция и демодуляция волны). Изменение n в поле мощной волны приводит к искажению траектории луча. При распространении узконаправленных пучков радиоволн это может привести к самофокусировке пучка аналогично *самофокусировке света* и к образованию волноводного канала в плазме.

Взаимодействие волн в условиях нелинейности приводит к нарушению *суперпозиции принципа*. В частности, если мощная волна с частотой ω_1 модулирована по амплитуде, то благодаря изменению поглощения эта модуляция может передаться др. волне с частотой ω_2, проходящей в той же области ионосферы (рис. 13) Это явление, называемое к р о с с м о д у л я ц и е й или *Люксембург-Горьковским эффектом*, имеет практич. значение при радиовещании в диапазоне ср. волн.

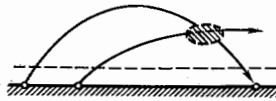


Рис. 13. Ионосферная кроссмодуляция происходит в области пересечения лучей.

Нагрев ионосферы в поле мощной волны в КВ-диапазоне может вызвать тепловую параметрич. неустойчивость в ионосфере, к-рая приводит к аномально большому поглощению радиоизлучения и расслоению плазмы (см. *Параметрический резонанс*). В области резонанса $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2}$ образуются сильно вытянутые вдоль H_0 неоднородности ионосферы (с продольным масштабом 1 км, поперечным — 0,5 ÷ 100 м), к-рые перспективны для дальней связи в диапазоне УКВ. В поле очень мощных радиоволн электроны столь сильно разогреваются, что возникает электрич. пробой газа.

Если размеры возмущённой полем волны области плазмы много меньше длины свободного пробега электронов, н а г р е в н а я н е л и н е й н о с т ь становится слабой. Это имеет место при коротких импульсах и узких пучках радиоволн. В этом случае осн. роль играет т. н. с т р и к ц и о н н а я нелинейность, связанная с тем, что неоднородное перем. электрич. поле волны оказывает давление на электроны, вызывающее сжатие плазмы. Концентрация электронов N, а следовательно, ε и σ становятся зависящими от амплитуды поля. Стрикционная нелинейность приводит к изменению диэлектрич. проницаемости $\Delta\varepsilon_c \approx e^2E^2/8Tm\omega^2$, меньшей нагревного изменения $\Delta\varepsilon_н$ на неск. порядков (при той же мощности волны). Стрикционная нелинейность играет важную роль в параметрич. неустойчивости ионосферы.

Распространение радиоволн в космических условиях. За исключением планет и их ближайших окрестностей, б. ч. вещества во Вселенной ионизована. Параметры космич. плазмы меняются в широких пределах. Напр., концентрация электронов и ионов вблизи орбиты Земли ~ 1—10 см$^{-3}$, в ионосфере Юпитера $\sim 10^6$ см$^{-3}$, в солнечной короне $\sim 10^6$ см$^{-3}$, в недрах звёзд $\sim 10^{27}$ см$^{-3}$. Из космич. пространства к Земле приходит широкий спектр эл.-магн. волн, к-рые на пути из космоса должны пройти через ионосферу и тропосферу. Через атмосферу Земли без заметного затухания распространяются волны двух осн. частотных диапазонов: «радиоокно» соответствует диапазону от ионосферных критич. частот $\omega_{кр}$ до частот сильного поглощения аэрозолями и газами атмосферы (10 МГц — 20 ГГц), «оптич. окно» охватывает диапазон видимого и ИК-излучения (1—10^3 ТГц). Атмосфера также частично прозрачна в диапазоне НЧ (<300 кГц), где распространяются свистящие атмосферики и магнитогидродинамич. волны.

В космич. условиях источник радиоволн и их приёмник часто быстро движутся один относительно другого. В результате *Доплера эффекта* это приводит к изменению ω на $\Delta\omega = kv$, где v — относит. скорость. Появление частоты при удалении корреспондентов (*красное смещение*) свойственно излучению удаляющихся от нас далёких галактик. Радиоволны в космич. плазме подвержены рефракции, связанной с неоднородностью среды (рис. 14). Напр., вследствие рефракции в атмосфере Земли источник радиоволн виден выше над горизонтом, чем в действительности. Для определения расстояния до пульсаров и при интерпретации результатов радиолокации Солнца и планет необходимо учитывать, что в космич. плазме $v_\phi \neq c$.

Рис. 14. Траектории радиолучей с $\lambda = 5$ м в солнечной короне.

Возможности радиосвязи с объектами, находящимися в космич. пространстве или на др. планетах, разнообразны и связаны с наличием и строением их атмосфер. Если космич. плазма находится в магн. поле (магнитосфера Юпитера, области солнечных пятен, магнитосферы пульсаров), то она является гиротропной средой, подобно земной ионосфере. Для всех планет с атмосферами общая трудность радиосвязи состоит в том, что при входе космич. аппарата в плотные слои атмосферы вокруг него создаётся плотная плазменная оболочка, затрудняющая прохождение радиоволн. На планетах типа Меркурия и Луны, практически не имеющих атмосферы и ионосферы, на Р. р. оказывает влияние только поверхность планеты. Из-за отсутствия отражения от ионосферы дальность связи вдоль поверхности такой планеты невелика (рис. 15) и может быть увеличена только при помощи ретрансляции через спутник.

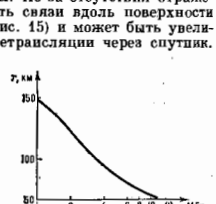


Рис. 15. Зависимость дальности r радиосвязи на поверхности Луны от частоты $\omega/2\pi$.

Распространение радиоволн разных диапазонов. Радиоволны очень низких (3—30 кГц) и низких (30—300 кГц) частот огибают земную поверхность вследствие волноводного распространения и дифракции, сравнительно слабо проникают в ионосферу и мало поглощаются

ею. Отличаются высокой фазовой стабильностью и способностью равномерно покрывать большие площади, включая полярные районы. Это обусловливает возможность их использования для устойчивой дальней и сверхдальней радиосвязи и радионавигации, несмотря на высокий уровень атм. помех. Полоса частот от 150 до 300 кГц используется для радиовещания. Большое число геофиз. исследований выполняется путём наблюдений за сигналами естеств. происхождения, к-рые генерируются, напр., молниевыми разрядами и частицами радиац. поясов Земли. Трудности применения этого частотного диапазона обусловлены громоздкостью антенных систем с высоким уровнем атм. помех, с относит. ограниченностью скорости передачи информации.

Средние волны (300—3000 кГц) днём распространяются вдоль поверхности Земли (земная, или прямая, волна). Отражённая от ионосферы волна практически отсутствует, т. к. волны сильно поглощаются в *D*-слое ионосферы. Ночью из-за отсутствия солнечного излучения *D*-слой исчезает, появляется ионосферная волна, отражённая от *E*-слоя, и дальность приёма возрастает. Сложение прямой и отражённой волн влечёт за собой сильную изменчивость поля, поэтому ионосферная волна — источник помех для мн. служб, использующих распространение земной волны. Ср. волны применяются для радиовещания, радиотелеграфной и радиотелефонной связи, радионавигации.

Короткие волны (3—30 МГц) слабо поглощаются *D*- и *E*-слоями и отражаются от *F*-слоя, когда их частоты $\omega < \omega_{МПЧ}$. В результате их отражения от ионосферы возможна связь как на малых, так и на больших расстояниях при значительно меньшем уровне мощности передатчика и гораздо более простых антеннах, чем в более низкочастотных диапазонах. Этот диапазон применяется для радиотелефонной и радиотелеграфной связи, радиовещания, а также для радиолюбительской связи. Особенность радиосвязи в этом диапазоне — наличие замираний (фединга) сигнала из-за изменений условий отражения от ионосферы и интерференц. эффектов. КВ-линии связи подвержены влиянию атм. помех. Ионосферные бури вызывают прерывание связи.

Для очень высоких частот и УКВ (30—1000 МГц) преобладает Р. р. внутри тропосферы и проникновение сквозь ионосферу. Роль земной волны падает. Поля помех в НЧ-части этого диапазона всё ещё могут определяться отражениями от ионосферы, и до частоты 60 МГц ионосферное рассеяние продолжает играть значит. роль. Все виды Р. р., за исключением тропосферного рассеяния, позволяют передавать сигналы с широкой полосы частот в неск. МГц. В этой части спектра возможно очень высокое качество звукового радиовещания при дальности 50—100 км. Радиовещание с частотной модуляцией работает на частотах вблизи 100 МГц.

В этом же диапазоне частот ведётся телевиз. вещание. Для радиоастрономии выделено неск. узких спектральных полос, к-рые используют также для космич. связи, радиолокации, метеорологии, кроме того, для любительской связи.

Волны УВЧ и СВЧ (1000—10 000 МГц) распространяются в осн. в пределах прямой видимости и характеризуются низким уровнем шумов. В этом диапазоне при Р. р. играют роль известные области макс. поглощения и частоты излучения хим. элементов (напр., линии водорода вблизи 1420 МГц). В этом диапазоне размещены многоканальные системы широкополосной связи для передачи телефонных и телевиз. сигналов. Высокая направленность антенн позволяет использовать низкий уровень мощности в радиорелейных системах, а тропосферное рассеяние обеспечивает дальность радиосвязи ~ 800 км. Этот диапазон применяют в радионавигац. и радиолокац. службах. Для радиоастрономич. наблюдений выделены полосы частот за атомарным водородом, радикалом OH и континуальным излучением. В космич. радиосвязи полоса частот ~ 1000—10 000 МГц — наиб. важная часть радиодиапазона.

Волны СВЧ (>10 ГГц) распространяются только в пределах прямой видимости. Потери в этом диапазоне неск. выше, чем на более низких частотах, причём на их величину сильно влияет кол-во осадков. Рост потерь на этих частотах частично компенсируется возрастанием эффективности антенных систем. СВЧ служат в радиолокации, радионавигации и метеорологии. На линиях связи между поверхностью Земли и космосом могут использоваться частоты < 20 ГГц. Для связи в космосе могут применяться значительно более высокие частоты. При этом отсутствуют взаимные помехи между космич. и некосмич. службами. Диапазон СВЧ важен также для радиоастрономии.

Лит.: Долуханов М. П., Распространение радиоволн, 4 изд., М., 1972; Брековских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Гуревич А. В., Шварцбург А. Б., Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, М., 1973; Железняков В. В., Электромагнитные волны в космической плазме, М., 1977.

П. А. Беспалов, М. Б. Виноградова.

РАСПРОСТРАНЕ́НИЕ РАДИОВО́ЛН в высоких широтах — ионосферная радиосвязь в диапазоне радиоволн 3—30 МГц, к-рую отличают отсутствие стабильности и низкое качество, что обусловлено спецификой среды распространения — сложной неоднородной структурой полярной *ионосферы*, формируемой процессами взаимодействия ионосферы, *магнитосферы Земли* и возмущений плазмы в межпланетном пространстве (см. также *Солнечный ветер*). На низких широтах силовые линии магн. поля проходят горизонтально над магн. экватором, оставаясь глубоко внутри магнитосферы. В высоких широтах силовые линии близки к вертикальным и уходят далеко от Земли в область внеш. магнитосферы или межпланетного пространства. Т. к. заряж. частицы могут легко двигаться вдоль силовых линий, а поперёк с трудом, то ионосфера низких и средних широт защищена от возмущений в солнечном ветре, в то время как полярная ионосфера реагирует на них. Т. о., в полярной ионосфере присутствуют два агента ионизации: первый, как и на ср. широтах,— УФ-излучение Солнца и второй — корпускулярные потоки. При этом второй агент часто оказывается преобладающим, напр. в условиях затенённой ионосферы и в период геомагн. возмущений (суббурь).

Структурные зоны высокоширотной атмосферы, отличающиеся особенностями Р. р.:

1. Авроральный овал (АО) — область повыш. активности полярных сияний, аномально повышенной ионизации как в слоях *E* и *F*, так и на больших высотах (вплоть до 1000 км); расположен асимметрично относительно геомагн. полюса и фиксирован относительно Солнца. В ночные часы он попадает на геомагн. широты 60—70°, в дневные — на широты 70—80° (рис.).

Среднее положение аврорального овала (штриховая линия), минимума электронной концентрации главного ионосферного провала (точки) и зоны аврорального поглощения (штрих-пунктир).

2. Главный ионосферный провал (ГИП) — область пониженной ионизации, граничащая с полярной стороны с АО. В ночные часы ГИП наблюда-

ется на геомагн. широтах 50—60°, в дневные часы примерно на 72—75°; наиб. выражен в ночные и утренние часы и практически отсутствует в полуденные часы.

3. Высокоширотная полость — область пониженной ионизации к полюсу от АО, как в слое *F*, так и выше. Направленные вверх потоки лёгких ионов (O^+, H^+), т. н. полярный ветер, приводят к истощению ионосферы в этой области.

4. Зона аврорального поглощения — область повышенной ионизации в слое *D* и ниж. части слоя *E*, к-рая образуется вследствие вторжения в ионосферу потоков энергичных электронов (с энергией > 40 кэВ). Это кольцевая область в интервале геомагн. широт 60—74°, разомкнутая на вечерней стороне Земли (18—20 ч местного времени).

Аномально высокая ионизация в слое *F* в зоне АО или, наоборот, пониженная ионизация в области ГИП приводят к вариации верх. предела диапазона частот — максимальной наблюдаемой частоты. С др. стороны, аномальное поглощение в ниж. ионосфере ведёт к сужению диапазона частот за счёт роста его ниж. предела — наименьшей наблюдаемой частоты.

Аномально повышенное поглощение ВЧ-радиоволн в полярной ионосфере является одной из гл. причин нарушения связи и возникает в результате увеличения концентрации заряж. частиц в слое *D*. Различают 4 типа аномального поглощения, каждый из к-рых соответствует определ. фазе в ходе развития ионосферного возмущения, следующего за вспышкой на Солнце: внезапное поглощение (ВП), наблюдаемое на всей освещённой полусфере Земли, обусловленное эмиссией излучения во время солнечных вспышек; поглощение полярной шапки (ППШ), к-рое наблюдается в приполюсной области на широтах, превышающих $\Phi \approx 60°$; поглощение с внезапным началом (ПВН), возникающее в период внезапного начала магн. бури в зоне полярных сияний. Обусловлено вспышками тормозного рентг. излучения электронов, высыпающихся в ионосферу АО в результате резкого сжатия земной магнитосферы под воздействием ударного фронта потока солнечной плазмы; по интенсивности и продолжительности соответствует эффекту ВП; авроральное поглощение (АП).

Поглощения типа ВП и ПВН появляются сравнительно редко, имеют малую продолжительность (неск. десятков минут) и поэтому не играют существ. роли в радиосвязи.

ППШ появляется после хромосферных вспышек на Солнце, сопровождаемых потоками солнечных *космических лучей*, в осн. протонов. На нач. фазе явления иногда регистрируются потоки солнечных электронов. Ослабление радиосигналов может достигать 100 дБ. Интенсивное поглощение ВЧ-радиоволн начинается спустя неск. часов после вспышки на Солнце — вначале вблизи геомагн. полюса, затем постепенно охватывает всю полярную область на широтах $\Phi \geq 60°$. В зависимости от степени освещённости Солнцем полярных областей Земли поглощение радиоволн в ионосфере затухает в течение 2—3 сут до исходного фонового значения. Продолжительность ППШ может достигать 10 сут и более. Явление ППШ максимально днём и минимально ночью, различия при этом составляют 4—6 раз. В сезонном распределении явлений ППШ нет чёткой закономерности, однако можно отметить наим. вероятность появления ППШ в декабре. Наиб. число случаев ППШ наблюдается в годы высокой солнечной активности (порядка 15—20 интенсивных событий), в годы низкой солнечной активности ППШ практически не наблюдается.

АП — наиболее часто встречающийся тип поглощения в высоких широтах, доставляющий наиб. трудности в поддержании устойчивой связи. Вероятность появления АП может достигать 40%. Появление АП в ночное время тесно связано с полярными сияниями и локальными магн. возмущениями. Продолжительность индивидуальных случаев АП обычно не превышает 2 ч, однако чаще всего АП наблюдается в виде серии событий, накладывающихся одно на другое. Источником увеличения ионизации в *D*-области, ответственной за явление АП, являются потоки энергичных электронов с энергией $\mathscr{E} \gtrsim 40$ кэВ из магнитосферы, вторгающиеся в полярную ионосферу на уровень области *D* и ниж. части области *E* (высоты 60—90 км). Максимум АП как по частоте появления, так и величине приходится на широты $\Phi \approx 64—67°$. Характерной особенностью АП является существование чёткой суточной вариации с двумя максимумами (дневным и ночным) и вечерним минимумом (18—20 ч местного времени). В сезонном ходе выделяются два равновеликих максимума, весной и осенью, из к-рых наибольший — весенний. Особенности пространственно-временно́го распределения АП определяются уровнем магн. активности. С ростом магн. активности центр зоны АП смещается к югу на $\Phi \approx 63—65°$, зона расширяется почти вдвое и дневной максимум с 10—12 ч местного времени смещается на более ранние часы (6—8 ч).

По характеру влияние АП на условия распространения ВЧ-радиоволн все трассы можно разбить на три группы.

1. Трассы, целиком проходящие внутри полярной шапки и не пересекающие зоны АП. На таких трассах АП практически отсутствует и надёжность связи может быть близка 100%, если исключить события ППШ.

2. Трассы, у к-рых хотя бы один из конечных пунктов расположен в зоне АП. На таких трассах наблюдаются наиб. нарушения прохождения радиоволн. Хорошие условия связи, когда прохождение достигает 80—90%, возможны лишь сравнительно ограниченное время. Ослабление ВЧ-сигналов может достигать 30—60 дБ в зависимости от частоты излучения.

3. Трассы, пересекающие зону АП, когда передающий и приёмные пункты расположены относительно далеко от зоны. В этом случае условия радиосвязи более благоприятные, чем во втором случае: на оптим. частотах прохождение радиоволн составляет 90%. Большую роль при этом играют спорадич. слои E_s, наблюдающиеся в области АО на высотах *E*-слоя ~110 км и связанные с высыпанием электронов с энергией 1—10 кэВ. Их можно разбить на две группы: E_s с групповым западным дрейфом и плоские E_s. Вероятность появления E_s в зоне АО достигает 80—90%, а концентрация электронов в максимуме слоя сравнима с электронной концентрацией в слое F_2. Такая ситуация способствует образованию волноводных каналов между слоями E_s и *F*. Попадая в такой канал, радиоволна как бы перескакивает зону АП, испытывая существенно меньшее поглощение (см. *Волноводное распространение радиоволн*).

На Р. р. большое влияние оказывают область АО, как наиб. нерегулярная с широким спектром мелкомасштабных неоднородностей от сотен м до десятков км, к-рые могут быть результатом как прямого высыпания энергичных частиц, так и следствием плазменных неустойчивостей, связанных с электрич. полями магнитосферного происхождения, а также область ГИП с большими горизонтальными градиентами электронной концентрации. Эффект горизонтальных градиентов ГИП и в ряде случаев и рассеяние на неоднородностях АО состоит в появлении нестандартного ВЧ-распространения с отклонением траектории радиоволны от плоскости дуги большого круга. Эти т. н. азимутальные отклонения траекторий достигают 10—30° и более. У сигналов с азимутальными отклонениями время распространения значительно больше (до 50—100%), чем у нормальных сигналов, распространяющихся в плоскости дуги большого круга, а их максимальная наблюдаемая частота обычно выше в 1,5÷7,5 раза. Сигналы с азимутальными отклонениями наиб. часты зимой и в равноденствие. Их появление, как правило, ухудшает радиосвязь, особенно в случае применения остронап-

равленных антенн, а также за счёт *замираний* (фединга) сигналов вследствие появления многолучёвости.

Лит.: Дополнительные энергетические потери на высокоширотных радиолиниях, М., 1983; Полярная верхняя атмосфера, пер. с англ., М., 1983; Ионосферномагнитные возмущения в высоких широтах, Л., 1986; Благовещенский Д. В., Жеребцов Г. А., Высокоширотные геофизические явления и прогнозирование коротковолновых радиоканалов, М., 1987; Физика авроральных явлений, Л., 1988. *П. В. Кища.*

РАСПРОСТРАНЁННОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ — относительное содержание элементов в космич. веществе. Часто под Р. э. подразумевают распространённость не только хим. элементов, но также и их изотопов по отдельности, т. е. более общее понятие — распространённость *нуклидов* (РН). Среднюю РН определяют по совокупности данных геохимии, космохимии и астрофизики тремя осн. методами: исследованием состава образцов земного, метеоритного и лунного вещества; изучением спектров эл.-магн. излучения Солнца, звёзд и межзвёздной среды; определением содержания нуклидов в солнечных и галактич. *космических лучах*.

РН в ср. быстро падает с увеличением массового числа, обнаруживая максимумы для групп C, N, O и Fe («железный пик») и затем неск. двойных пиков, соответствующих элементам Kr и Sr, Xe и Ba, Pt и Pb, к-рые имеют устойчивые изотопы с магич. числами нейтронов 50, 82, 126 (см. *Магические ядра*) либо получаются при *бета-распаде* ядер с такими нейтронными числами.

На рис. 2 та же кривая РН приведена в более компактном виде, без разделения изотопов по процессам их образования. Эта т. н. стандартная кривая РН в Солнечной системе, построенная согласно данным А. Камерона, чётко обнаруживает указанные выше максимумы и является гл. наблюдат. основой теории *нуклеосинтеза* в природе. Согласно этой теории, осн. процессы образования ядер в природе включают космологич. нуклеосинтеза в горячей Вселенной, приводящий к образованию гелия, термоядерное горение лёгких элементов от водорода до кремния в недрах звёзд, синтезирующее элементы «железного пика», а также процессы медленного и быстрого захвата нейтронов ядра-

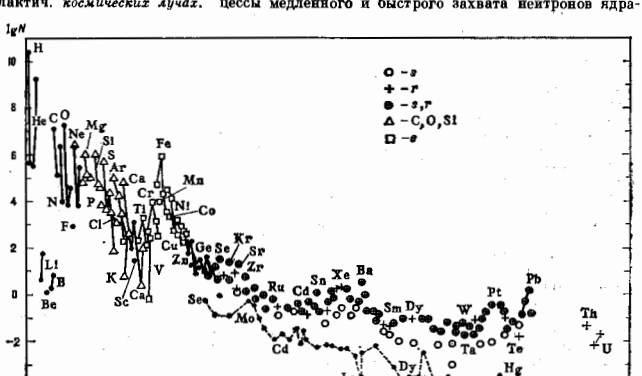


Рис. 1. Относительная распространённость нуклидов $\lg N$ (N — число атомов, $\lg N_{Si} \equiv 6$) в зависимости от атомной массы A (по А. Камерону). Изотопы одного и того же элемента (вплоть до Ge) соединены прямыми линиями. Символы указывают основные процессы синтеза нуклидов: Δ — взрывное горение C, O и Si, ○ — медленный захват нейтронов (s-процесс), + — быстрый захват нейтронов (r-процесс), ⊕ — сравнимый вклад s- и r-процессов, □ — ядерное статистическое равновесие (e-процесс). Нуклиды, образующиеся в других процессах, отмечены точками. Штриховой линией соединены обойдённые ядра.

Изотопный состав веществ достаточно хорошо изучен только для Солнечной системы. В Солнце заключена б. ч. массы Солнечной системы. Однако спектральный анализ содержания элементов и нуклидов в солнечной атмосфере не обладает столь большой точностью, как хим., радиохим. и масс-спектроскопич. анализы состава метеоритного и планетного твёрдых веществ. Поэтому содержание нуклидов в метеоритах рассматривается в качестве стандарта при систематизации распространённости большинства элементов.

На рис. 1 в логарифмич. шкале показана РН в Солнечной системе, нормированная на содержание кремния. Приведённые данные получены в осн. из анализа состава метеоритов. Систематизации этих данных выполнена А. Камероном (A. Cameron) в 1982 (см. также табл.). Наиб. распространённость имеет водород (^{1}H), примерно на порядок меньше — гелий (^{4}He). Т. к. распространённость этих элементов вследствие их летучести на Земле, Луне и метеоритах мала, их действит. содержание в природе оценивают с привлечением косвенных данных: анализа внутр. строения звёзд и состава вещества межзвёздной среды, а также выводов космологии. Водород и гелий имеют в осн. первичное, космологич. происхождение (см. *Горячей Вселенной теория*). Низкое содержание дейтерия и изотопов Li, Be, B объясняется тем, что эти нуклиды при звёздных темп-рах легко вступают в разл. ядерные реакции.

Распространённость некоторых нуклидов в Солнечной системе (по А. Камерону, 1982)

Нуклид	Содержание в природной смеси изотопов, %	Распространённость по числу атомов ($N_{Si} \equiv 10^6$)	Нуклид	Содержание в природной смеси изотопов, %	Распространённость по числу атомов ($N_{Si} \equiv 10^6$)
^{1}H	99,985	$2{,}66 \cdot 10^{10}$	^{88}Sr	82,56	18,9
^{2}H	0,015	$4{,}40 \cdot 10^{6}$	^{93}Nb	100	0,9
^{3}He	$1{,}38 \cdot 10^{-4}$	$3{,}2 \cdot 10^{5}$	^{107}Ag	51,35	0,236
^{4}He	~100	$1{,}8 \cdot 10^{8}$	^{109}Ag	48,65	0,224
^{6}Li	7,42	4,45	^{118}Sn	24,03	0,889
^{7}Li	92,58	55,55	^{120}Sn	32,85	1,22
^{9}Be	100	1,2	^{127}I	100	1,27
^{11}B	80,36	7,2	^{130}Xe	27,5	1,61
^{12}C	98,89	$1{,}11 \cdot 10^{7}$	^{138}Ba	71,66	3,44
^{14}N	99,634	$2{,}31 \cdot 10^{6}$	^{152}Sm	26,7	0,0641
^{16}O	99,759	$1{,}84 \cdot 10^{7}$	^{159}Tb	100	0,078
^{20}Ne	88,89	$2{,}31 \cdot 10^{6}$	^{164}Dy	0,0524	$1{,}93 \cdot 10^{-4}$
^{23}Na	100	$6{,}0 \cdot 10^{4}$	^{164}Dy	28,18	0,104
^{25}Mg	78,70	$8{,}34 \cdot 10^{5}$	^{181}Ta	0,0123	$2{,}46 \cdot 10^{-4}$
^{27}Al	100	$8{,}5 \cdot 10^{4}$	^{181}Ta	99,9877	0,020
^{28}Si	92,21	$9{,}22 \cdot 10^{5}$	^{186}Os	1,29	0,0089
^{32}S	95,0	$4{,}75 \cdot 10^{5}$	^{190}Os	41,0	0,283
^{36}Ar	84,2	$8{,}93 \cdot 10^{4}$	^{195}Pt	33,8	0,477
^{40}Ca	96,97	$6{,}06 \cdot 10^{4}$	^{197}Au	100	0,21
^{52}Cr	83,7	$1{,}06 \cdot 10^{4}$	^{208}Pb	58,55	1,522
^{56}Fe	91,68	$8{,}25 \cdot 10^{5}$	^{209}Bi	100	0,14
^{58}Ni	67,88	$3{,}24 \cdot 10^{4}$	^{232}Th	100	0,045
^{75}As	100	6,2	^{235}U	0,720	0,0064
^{84}Kr	56,90	23,5	^{238}U	99,2745	0,0203

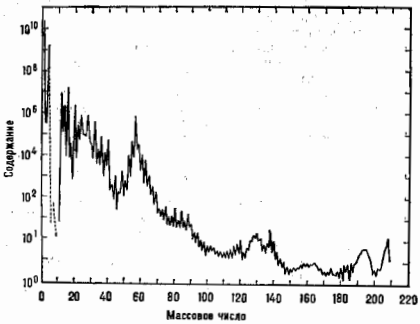


Рис. 2. Стандартная кривая распространённости нуклидов.

ми с образованием тяжёлых нуклидов вплоть до изотопов висмута и урана. Особый интерес в теории нуклеосинтеза представляет происхождение т. н. обойдённых ядер. Это изотопы Se, Mo, Cd, La, Dy и др. элементов, к-рые оказываются в стороне от путей нейтронного захвата. Распространённость обойдённых нуклидов примерно на два порядка меньше распространённости ядер, образующихся в процессах нейтронного захвата. Синтез обойдённых ядер объясняют обычно ядерными реакциями с участием протонов (p, γ), (p, n) или слабыми взаимодействиями с участием нейтрино, возникающими при взрыве сверхновой. Не исключён также вклад в механизм их синтеза тройного деления ядер с вылетом обогащённых нейтронами лёгких заряж. частиц.

Несмотря на то, что состав большинства звёзд, галактик и межзвёздной среды в осн. следует стандартной кривой РН, существуют отклонения от неё, вызванные разл. физ. причинами. Старые звёзды, принадлежащие гало *Галактики* и шаровым *звёздным скоплениям*, содержат тяжёлых элементов в $10—10^3$ раз меньше, чем Солнечная система. Это связано с хим. эволюцией галактик. Нек-рые группы звёзд содержат тяжёлые элементы в пропорциях, существенно отличающихся от стандартных распространённостей, таковы, напр., т. н. суперметалличе. звёзды (бариевые, CNO и др.). Существуют также обогащённые и обеднённые гелием звёзды, звёзды с низким содержанием Ca. Звёзды с аномальным хим. составом составляют примерно 10% всех звёзд, находящихся вблизи гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Рессела диаграмма*) и имеющих темп-ру поверхности от 8000 до 20 000 К (см. *Химически пекулярные звёзды*).

Появились свидетельства в пользу того, что изотопный состав Солнечной системы также не является столь однородным, как казалось раньше. Открыты аномалии (большинство из них на уровне долей процента) в распространённостях изотопов кислорода, неона, магния. Всё это указывает на многообразие процессов, сформировавших вещество звёзд, галактик и Солнечной системы.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Надёжин Д. К., Распространенность элементов, в кн.: Физика космоса, 2 изд., М., 1986; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986; Крамаровский Н. М., Чечев В. П., Синтез элементов во Вселенной, М., 1987.

В. П. Чечев, Я. М. Крамаровский.

РАСПЫЛЕ́НИЕ твёрдых тел — разрушение твёрдых тел под действием бомбардировки их поверхности заряженными и нейтральными частицами (атомами, ионами, нейтронами, электронами и др.) и фотонами. Впервые наблюдалось как разрушение катода в газовом разряде (отсюда термин «к а т о д н о е Р.»). Подукты Р.— атомы, положит. и отрицат. ионы, а также нейтральные и ионизованные атомные и молекулярные комплексы (кластеры). Скорость Р. характеризуют полным коэф. K, равным ср. числу всех частиц, испущенных мишенью, приходящихся на одну бомбардирующую частицу, или парциальными коэффициентами. Кроме K (интегральная характеристика) процесс Р. определяется также дифференц. характеристиками: энергетич. распределением распылённых частиц, их угловым и зарядовым распределениями, распределением по состояниям возбуждения, по массам и др.

Различают неск. видов Р., отличающихся механизмом процесса Р.: столкновительное (физ., или ионное, Р.), к-рое доминирует в той области энергий бомбардирующих частиц, где преобладают упругие процессы (ядерное торможение); Р. за счёт неупругих процессов — в результате возбуждения и ионизации атомов твёрдого тела; хим. Р., к-рое возникает, если падающие частицы вступают в реакцию с атомами твёрдого тела, в результате чего на поверхности образуются летучие соединения. Возможны сочетания неск. механизмов Р.

Столкновительное распыление имеет место при передаче кинетич. энергии бомбардирующих частиц атомам мишени. Вследствие этого нек-рые атомы приобретают энергию, превышающую энергию связи U_s поверхностных атомов и покидают мишень. При энергиях $\mathscr{E}_0$ бомбардирующих частиц ниже нек-рого порога $\mathscr{E}_п$ Р. отсутствует ($K = 0$). Величина $\mathscr{E}_п$ при нормальном падении ионов на мишень (угол падения $\theta = 0$) изменяется от $4U_s$, если ионов ($M_и$) и атомов мишени ($M_м$) близки ($M_и \approx M_м$), до $50\ U_s$, если $M_и \ll M_м$.

По мере увеличения $\mathscr{E}_0 > \mathscr{E}_п$ коэф. K возрастает, проходит через максимум, положение к-рого зависит от комбинации частица — мишень, и убывает (рис. 1).

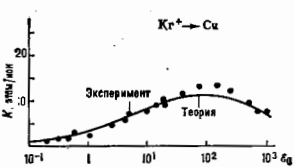
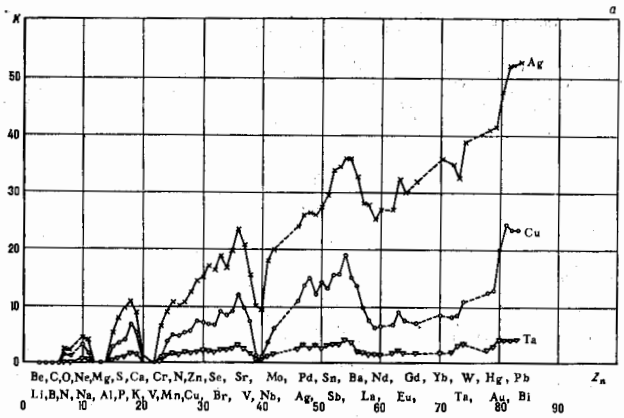


Рис. 1. Зависимость коэффициента распыления Cu от энергии бомбардирующих ионов Kr^+.

Типичные значения K — в максимуме от 10^{-2} ат/ион (лёгкие ионы) до (1—5)·10 ат/ион (тяжёлые ионы). Зависимость K от атомных номеров как бомбардирующих ионов $Z_и$, так и атомов материала мишени $Z_м$ является немонотонной. В частности, зависимость от $Z_м$ качественно такая же, как и зависимость обратной величины энергии сублимации $\mathscr{E}_c$ распыляемого материала (рис. 2). При столкновит. Р. под действием нейтронов $K \sim 10^{-4}—10^{-5}$ ат/ион. При увеличении угла θ падения частиц на мишень K для поликристаллич. и аморфных мишеней растёт, проходит через максимум ($\theta = 60—80°$) и затем убывает. Для монокристаллич. мишеней на фоне возрастания K с θ наблюдаются резкие его уменьшения, когда направление бомбардировки становится параллельным либо осям, либо плоскостям мишени с низкими кристаллографич. индексами (рис. 3).

Зависимость K от темп-ры T мишени обычно является слабой, если только T не близка к $T_{пл}$ материала мишени либо если в исследуемом температурном интервале мишень не претерпевает фазовых переходов. В последнем случае K может резко изменяться в узком температурном интервале. Коэф. K может зависеть также и от *флюенса* облучения и от состояния облучаемой поверхности, в частности от размеров зёрен, *текстуры* поверхности, шероховатости.



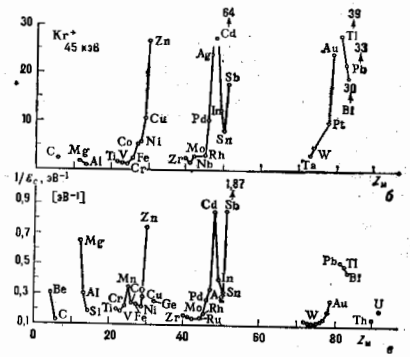


Рис. 2. Зависимость K от атомного номера иона $Z_в(а)$, от атомного номера $Z_м$ атома мишени ($б$) и зависимость обратной величины энергии сублимации ε_c от $Z_м$ ($в$).

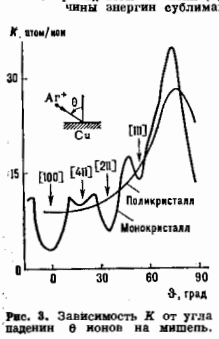


Рис. 3. Зависимость K от угла падения θ ионов на мишень.

Угл. распределение вылетающих частиц в случае аморфных и поликристаллич. мишеней широкое. Если энергия бомбардирующих частиц ε_0 не слишком мала и углы падения θ не слишком велики, то распределение слабо зависит от сорта частиц, ε_0, θ, и в первом приближении число распылённых частиц $N \sim \cos\varphi$ (φ — угол вылета относительно нормали к поверхности мишени). При высоких энергиях распределение частиц более узкое, при низких — более широкое, чем $N \sim \cos\varphi$. При увеличении θ максимум распределения сдвигается в направлении пучка бомбардирующих ионов. В случае монокристаллич. мишеней наблюдается преимуществ. выход распылённого вещества вдоль наиб. плотно упакованных направлений мишени (п я т н а В е н е р а).

Энергетич. распределение распылённых частиц $N(\varepsilon)$ широкое. Среди распылённых частиц имеются частицы как с тепловыми энергиями ($\varepsilon \sim kT$), так и с энергиями $\varepsilon \sim \varepsilon_0$. Максимум распределения наблюдается при $\varepsilon_{макс} \sim 1$—$10$ эВ; его положение зависит от энергии сублимации ε_c атомов мишени. При $\varepsilon \gg \varepsilon_{макс}$ $N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-2}$ (рис. 4). Ср. энергия $\bar{\varepsilon}$ распылённых частиц тем меньше, чем больше K (для монокристаллич. мишеней $\bar{\varepsilon}$ зависит также от кристаллографич. направления).

При бомбардировке молекулярными ионами, а также при бомбардировке тяжёлых мишеней тяжёлыми ионами могут наблюдаться нелинейные эффекты. В частности, коэф. Р. двухатомными молекулярными ионами может превышать $2K$ для атомарных ионов той же скорости,

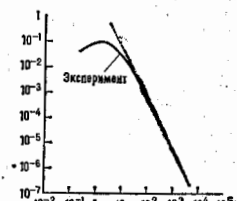


Рис. 4. Энергетическое распределение распылённых частиц.

а энергетич. распределение распылённых частиц может обогащаться частицами с энергиями $\varepsilon \sim kT$.

В процессе Р. могут происходить изменения состава, структуры и топографии поверхности. Под действием тяжёлых ионов образуются конусы и пирамиды размером порядка мкм, гребни, канавки и ямки. При облучении лёгкими ионами в приповерхностном слое могут появляться пузырьки газа, что приводит к вспучиванию поверхности (б л и с т е р и н г у), шелушению и отслаиванию.

Теории столкновительного Р. (напр., теория Зигмунда) основаны на рассмотрении каскадов упругих столкновений, вызванных передачей кинетич. энергии от бомбардирующей частицы атомам мишени. Различают 3 режима столкновительного Р. Р е ж и м п р я м о г о в ы б и в а н и я реализуется вблизи порога $\varepsilon_п$ при бомбардировке лёгкими ионами и при скользящем падении; протяжённость каскадов невелика, значит. вклад дают первично выбитые атомы (рис. 5). Р е ж и м л и н е й н ы х к а с к а д о в (реализуется для всех ионов, кроме самых тяжёлых — с энергиями ε_0 от 1 до неск. десятков кэВ и для нейтронов) характеризуется малой плотностью распределения выбитых атомов, так что преобладают столкновения движущихся атомов с неподвижными, а столкновения движущихся

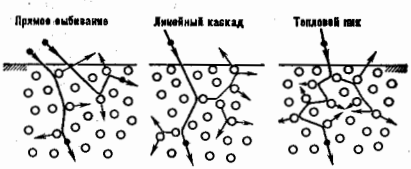


Рис. 5. Режимы столкновительного распыления.

атомов между собой происходят редко. Режим нелинейных каскадов (тепловых пиков) реализуется для ионов с большими массами и молекулярных ионов. Плотность распределения выбитых атомов столь высока, что большинство атомов внутри нек-рого объёма находится в движении.

Каскадные теории для Р. твёрдых тел с неупорядоченным расположением атомов в режиме линейных каскадов, основанные на ур-нии Больцмана, приводят к соотношениям

$$K \sim (d\mathscr{E}_0/dx)_{ядр};\ N(\varphi) \sim \cos\varphi;\ N(\mathscr{E}) \sim \mathscr{E}^{-2}.$$

Р. за счёт упругих столкновений наиб. существенно в металлах и полупроводниках.

Электронный механизм распыления реализуется, если кинетич. энергия иона (электрона, фотона) расходуется на изменение внутр. энергии атомов мишени. Наблюдается для диэлектриков (щёлочно-галоидные соединения, органич. соединения, отвердевшие газы, лёд, большие биомолекулы), а также для ряда полупроводниковых соединений и мелкодисперсных металлов. Коэф. K могут достигать значений $\sim 10^3$—10^4 ат/ион. Энергетич. зависимость $K(\mathscr{E}_0)$ имеет максимум в области максимума неупругих уд. потерь энергии (электронное торможение). В зависимости от сочетания ион (электрон) — мишень наблюдается либо прямая пропорциональная, либо более сильная — вплоть до квадратичной — зависимость K от $(d\mathscr{E}/dx)_{эл}$. Величина K не зависит от T вплоть до определ. пороговой темп-ры, после чего наблюдается рост K при приближении к темп-ре, при к-рой происходит либо сублимация мишени, либо разрыв молекулярных связей. Энергетич. распределения распылённых частиц значительно более узкие, максимум наблюдается при энергиях, значительно более низких, чем в случае столкновительного Р.

При Р. под действием низкоэнергетич. электронов и фотонов пороговая энергия $\mathscr{E}_п$ того же порядка, что и ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ мишени и энергия экситонных переходов. Р. может быть эффективным лишь для к.-л. одного элемента соединения, напр. галогена в щёлочно-галоидном соединении. При облучении фотонами число распылённых частиц N растёт с ростом интенсивности облучения. Угл. распределение распылённого вещества может различаться для разных компонентов. Так, для щёлочно-галоидных соединений наблюдается преимущественное Р. галогенов вдоль низкоиндексных осей кристалла, тогда как распределение атомов щелочного металла $N \sim \cos\varphi$. Большая доля распылённых частиц обладает тепловыми энергиями, но есть и сверхтепловая компонента.

Единой теории преобразования энергии возбуждённого или ионизов. атома твёрдого тела в кинетич. энергию движения атомов, приводящего к Р., пока нет. Существует лишь ряд моделей (модель теплового пика, модель кулоновского взрыва, экситонная модель и др.), объясняющих те или иные закономерности сочетания бомбардирующих частиц и типа распыляемых материалов.

Химическое распыление. При хим. Р. между бомбардирующими частицами и атомами мишени на поверхности в результате хим. реакций образуются молекулы с низкой энергией связи, к-рые могут десорбироваться при темп-ре мишени. Хим. Р. наблюдается в нек-ром температурном интервале. В этом интервале зависимость $K(T)$ обычно проходит через максимум; чётко выраженной пороговой энергии нет. Коэф. K зависит от конкретного сочетания химически активный ион — мишень. Энергетич. распределение молекул в большой степени определяется темп-рой поверхности мишени.

Р. используется для получения атомно-чистых поверхностей, тонких плёнок, анализа поверхностей, при ионно-лучевой и ионно-плазменной обработке поверхностей. Р. лежит в основе ионно-плазменных способов травления материалов для целей микроэлектроники, играет важную роль в космич. материаловедении, в акустике, в технике ядерных реакторов (Р. под действием нейтронов) и термоядерных устройств, при консервации радиоакт. отходов и др.

Лит.: Распыление твердых тел ионной бомбардировкой, под ред. Р. Бериша, пер. с англ., в. 1—2, М., 1984—86; Плазменная технология в производстве СБИС, под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна, пер. с англ., М., 1987; Sputtering by particle bombardment III, ed. by R. Behrisch, K. W. Wittmack, Springer—Verl., 1991; Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Сб. ст., пер. с англ., М., 1989; Фальконе Д., Теория распыления, «УФН», 1992, т. 162, № 4, с. 71.

Е. С. Машкова, В. А. Молчанов.

РАССЕЯНИЕ ВОЛН — возмущения волновых полей, вызываемые неоднородностями среды и помещёнными в эту среду рассеивающими объектами. Допустимо различать три осн. вида рассеяния.

1. Р. в. на одиночных объектах в однородной среде. Это могут быть одиночные частицы (электроны, атомы, молекулы) в вакууме. Др. тип таких объектов — макроскопич. тела, отличающиеся от окружающей среды показателем преломления и импедансом, плазменные сгустки, газовые пузырьки в жидкости и т. д. (см. *Рассеяние света*, *Рассеяние звука*). Фактически в этих случаях Р. в. отличается от *дифракции волн* только терминологически.

2. В случае множеств. объектов или регулярных непрерывно распределённых возмущений среды особое значение имеют коллективные эффекты, обусловленные суперпозицией полей рассеяния и взаимным перераспределением (многократным рассеянием). Так формируются диаграммы рассеяния от периодич. решёток, многослойных структур (см. *Дифракционная решётка*, *Брэгговское отражение*). В нелинейных средах такие (как правило, периодические) структуры образуются как отклики среды на интенсивные поля накачки или на разл. суперпозиции поля в многоволновых комбинациях. Эти случаи относятся к явлениям вынужденного Р. в. (см., напр., *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*).

3. Р. в. на стохастических (случайно распределённых) возмущениях сред или границ раздела. Иногда под Р. в. понимается именно такой тип рассеяния. Если облако дискретных хаотически расположенных рассеивателей достаточно разрежено, при расчёте рассеянных полей можно пользоваться приближением однократного рассеяния, т. е. первым приближением метода возмущений (см. *Борновское приближение*, *Возмущений теория*). Это приближение справедливо в условиях, когда ослабление падающей волны из-за перехода части её энергии в рассеянное поле незначительно. В этом случае диаграмма направленности рассеяния плоской волны от всего облака рассеивателей совпадает с *индикатрисой* рассеяния отд. частицы. При наличии движения рассеивателей частотный спектр рассеяния первоначально монохроматической волны изменяется: ср. скорость движения рассеивателей определяет сдвиг максимума спектра, а дисперсия её флуктуаций — уширение спектра рассеянного излучения в соответствии с *Доплера эффектом*. При рассеянии эл.-магн. волны происходит также изменение поляризации.

При большой концентрации рассеивателей в среде происходит многократное Р.в.на частицах. В этом случае падающая волна сильно затухает из-за рассеяния даже

в отсутствие истинной диссипации, а угловой и частотный спектры рассеянного излучения изменяются по мере проникновения в глубь рассеивающей среды. При анализе используются теория *переноса излучения*, имеющая дело с интенсивностями распространяющихся волн, и теория многократного рассеяния, основанная на решении волнового ур-ния с учётом эффектов взаимодействия мн. частиц.

В реальных хаотически неоднородных сплошных средах флуктуации их параметров (концентрации, темп-ры, скорости движения и т. д.), как правило, являются достаточно слабыми. Это позволяет при расчёте Р. в. на неоднородностях, находящихся в достаточно малом объёме, использовать приближение однократного рассеяния. В этом случае угл. спектр рассеянного излучения повторяет пространственный спектр неоднородностей среды, поскольку процесс рассеяния под данным углом можно представить как брэгговское отражение от одной из пространственных гармоник среды (трёхмерных решёток), определяемой разностью волновых векторов падающей и рассеянной волн. В турбулентных потоках частотный спектр рассеяния определяется, как и для дискретных рассеивателей, ср. и флуктуац. скоростями макроскоиич. движения среды.

Теория многократного рассеяния в сплошных средах наиб. хорошо развита для случая одномерных неоднородностей, а в трёхмерно-неоднородных средах — в приближении малоуглового рассеяния «вперёд». Для анализа используются схема *марковских случайных процессов* в диффузионном приближении, теория переноса излучения, метод суммирования ряда теории возмущений по кратности рассеяния при помощи фейнмановских диаграмм (решения *Дайсона уравнения* и *Бете — Солпитера уравнения*), метод геом. оптики, *плавных возмущений метод* и *параболического уравнения приближение*. Одним из наиб. ярких эффектов многократного рассеяния в одномерной среде является полное отражение волны от полубесконечной среды со слабыми флуктуациями показателя преломления. При малоугловом многократном рассеянии в среде с трёхмерными неоднородностями происходит накопление флуктуаций параметров волны с ростом дистанции. В частности, накопление с расстоянием флуктуаций направления нормали к поверхности пост. фазы волны приводит к росту ширины угл. спектра излучения. В среде с пространственно-временными неоднородностями аналогичным образом растёт с расстоянием ширина частотного спектра. Дисперсия флуктуаций интенсивности на иек-рой глубине выходит на стационарный уровень. Совместное влияние диссипации и рассеяния приводит к существованию «глубинного режима», когда угл. спектр излучения перестаёт зависеть от диаграммы направленности падающей волны.

Важную в прикладном аспекте роль играет Р. в. в равновесной и неравновесной *плазме*, где наряду с эл.-магн. волнами могут распространяться и др. типы волн (плазменные и изотермич. плазме, ионно-звуковые в неизотермической, альвеновские, магн.-звуковые и свистовые в магнитоактивной плазме и т. п., см. *Волны в плазме*). Это приводит к очень сложной картине рассеяния, существенному изменению как углового, так и частотного спектров, трансформации волны одного типа в другие и т. п.

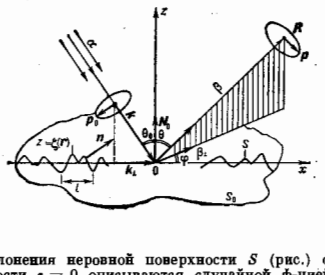
Р. в. на шероховатых и неоднородных поверхностях раздела сред приводит к тому, что волна не только отражается в зеркальном направлении, но и рассеивается в др. направлениях. Если шероховатая поверхность движется, то спектр рассеянной волны отличен от спектра падающей волны. Такие характеристики, как интенсивность и поляризация рассеянных волн, индикатриса рассеяния, существенно зависят от соотношения между длиной волны, масштабом и высотой шероховатостей. Осн. методами для расчёта поля рассеяния на шероховатых поверхностях являются метод возмущений и *Кирхгофа метод*. Метод возмущений справедлив, когда высота неровностей мала по сравнению с длиной волны, а метод Кирхгофа пригоден для сколь угодно высоких, но плавных неровностей. Дальнейшая разработка теории велась по линии развития приближений малых возмущений и метода Кирхгофа. Вводились нелокальные граничные условия, учитывались затенения в методе Кирхгофа, развивалась концепция резонансного рассеяния, разрабатывалась теория рассеяния на поверхности с двумя типами неровностей и т. д.

Теория Р. в. имеет важное прикладное значение. Напр., ещё Дж. Рэлей (J. Rayleigh) в развитой им теории рассеяния света на тепловых флуктуациях показателя преломления воздуха установил, что интенсивность рассеянных волн растёт пропорционально 4-й степени частоты. Это позволило ему объяснить голубой цвет неба. Дисперсией света и рассеянием на водяных капельках воздуха после дождя объясняется явление радуги. Рассеяние радиоволн на шероховатых поверхностях привлекается для определения параметров неровностей морской поверхности, поверхности Луны и планет и т. д. Р. в. и связанные с ним флуктуации параметров волн широко используются для создания дистанц. методов измерения характеристик турбулентных потоков, атмосферной турбулентности, лабораторной и ионосферной плазмы. Изменение направления волн при рассеянии в тропосфере и ионосфере используется для создания систем загоризонтной радиосвязи на УКВ (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*).

Лит.: Басс Ф. Г., Фукс И. М., Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, М., 1972; Электродинамика плазмы, М., 1974; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Кляцкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.

В. В. Тамойкин, В. Г. Гавриленко.

РАССЕЯНИЕ ВОЛН НА СЛУЧАЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ — рассеяние волн на статистически неровной границе раздела двух сред. Р. в. на с. п. оказывает существ. влияние на характер распространения радиоволн в естеств. условиях: рассеяние на неровностях рельефа земной поверхности, взволнованной поверхности моря, инж. границе ионосферы приводит к флуктуациям параметров радиосигналов. При передаче сигналов по волноводным или квазиоптич. линиям передачи шероховатость поверхности является причиной появления паразитных мод, искажения передаваемых сигналов и их дополнит. затухания. При работе радиолокац. и радиометрич. систем Р. в. на с. п., с одной стороны, является источником пассивных помех, маскирующих полезный сигнал, а с другой — содержит полезную информацию о параметрах рассеивающей поверхности, являясь физ. основой методов дистанц. зондирования окружающей среды, напр. для определения по радиолокац. (радиометрич.) данным параметров морского волнения, состояния ледового и снежного покрова, степени расчленённости рельефа и т. д. В задачах гидро- и сейсмоакустики аналогичную роль играет рассеяние звука на поверхности и дне океана, на др. границах раздела сред с различающимися физ. параметрами. В оптике Р. в. на с. п. приводит к нарушению законов зеркального отражения и преломления, является причиной искажений изображения в реальных оптич. системах и диффузного рассеяния света равл. матовыми поверхностями. В физике твёрдого тела рассеяние равл. квазичастиц, трактуемых как волны, на естеств. шероховатой поверхности образца приводит к уменьшению времени их жизни, затуханию собств. состояний (напр., магн. поверхностных уровней), влияет на характер скин-эффекта и др. кинетич. явлений (электро- и теплопроводность тонких плёнок, расширение линий резонансных переходов между равл. квантовыми состояниями и т. д.).



Отклонения неровной поверхности S (рис.) от ср. плоскости $z = 0$ описываются случайной ф-цией $z = \xi(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{r} = (x, y)$, усреднение по ансамблю реализаций этой ф-ции обозначается $\langle \ldots \rangle$. Скалярное волновое поле $U(\boldsymbol{R}, t)$, $\boldsymbol{R} = (\boldsymbol{r}, z)$ (либо любая компонента векторного) в результате Р. в. на с. п. также становится случайным и может быть представлено в виде суммы среднего (когерентного) поля $\langle U \rangle$ и флуктуационного (некогерентного) поля u. Для описания Р. в. на с. п. в качестве первичного поля достаточно, в силу принципа суперпозиции, рассмотреть плоскую монохроматич. волну $U_i = \exp[i(\mathbf{kR} - \omega t)]$ с волновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой ω, падающую из верх. полупространства под углом θ_0 на границу раздела двух сред. Ниже описываются только отражённые волны, рассеянные в верх. полупространство. Для решения задачи о Р. в. на с. п. используют след. приближённые методы.

Метод малых возмущений (ММВ) применяют для достаточно низких и пологих неровностей:

$$P = (2k\sigma \cos\theta_0)^2 \ll 1, \quad \gamma_0^2 = \langle (\nabla\xi)^2 \rangle = \sigma^2/l^2 \ll 1.$$

Здесь P — параметр Рэлея, $\sigma^2 = \langle \xi^2 \rangle$ — дисперсия высот неровностей, l — их радиус корреляции, γ_0^2 — дисперсия наклонов. При скользящем распространении ($\theta_0 \to \pi/2$) вместо P следует требовать малости параметра Фейнберга: $k\sigma^2/l \ll 1$. Рассеянное волновое поле U представляют в виде ряда $U = U_0 + u_1 + u_2 + \ldots$, где U_0 — отражённое (преломлённое) поле на плоской границе ($\xi = 0$), а $u_n \sim \xi^n$ — малые поправки к U_0. Если ограничиться только первыми двумя слагаемыми в ряде ММВ, то ср. поле $\langle U \rangle$ совпадает с невозмущённым U_0, а флуктуац. поле u — с однократно рассеянным полем u_1 (борновское приближение).

Рассеивающие свойства неровной поверхности характеризуют уд. эфф. поверхностью рассеяния $\tilde{\sigma}(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta})$, к-рая определяется как умноженное на 4π отношение ср. потока энергии флуктуац. поля u, рассеянного с единицы площади S_0 в единичный телесный угол в направлении $\boldsymbol{\beta}$, к плотности потока энергии в падающей волне, распространяющейся в направлении $\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{k}/k$:

$$\tilde{\sigma}(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}) = 4\pi \langle |u(\boldsymbol{R})|^2 \rangle R^2/|U_i|^2 S_0 = 16\pi k^4 Q(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}) S_\xi(\boldsymbol{q}_\perp). \quad (1)$$

Здесь R — расстояние от центра рассеивающей площадки S_0 до точки наблюдения $\boldsymbol{R}$, находящейся в дальней зоне (зоне Фраунгофера); $\boldsymbol{q} = k(\boldsymbol{\beta} - \boldsymbol{\alpha})$ — вектор рассеяния, $\boldsymbol{q}_\perp$ — его проекция на плоскость $z = 0$, $S_\xi(\boldsymbol{q})$ — пространств. спектральная плотность неровностей, связанная преобразованием Фурье с их *корреляционной функцией* $\overline{W}(\boldsymbol{\rho}) = \langle \xi(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{\rho}) \xi(\boldsymbol{r}) \rangle$, для пространственно однородной статистически неровной поверхности

$$S_\xi(\boldsymbol{q}) = (2\pi)^{-2} \int d\boldsymbol{\rho} W(\boldsymbol{\rho}) \exp(i\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho}).$$

Явный вид не зависящего от параметров неровностей множителя $Q(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta})$ определяется конкретными условиями. Напр., при рассеянии звука на абсолютно мягкой поверхности ($U|_S = 0$)

$$Q(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}) = (\alpha_\perp \beta_\perp)^2 = \cos^2\theta_0 \cos^2\theta;$$

на абсолютно жёсткой поверхности ($\partial U/\partial n|_S = 0$)

$$Q(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}) = (1 - \alpha_\perp \beta_\perp)^2 = (1 - \sin\theta_0 \sin\theta \cos\varphi)^2,$$

здесь φ — угол между плоскостью падения ($\boldsymbol{\alpha}$, $\boldsymbol{N}_0$) и плоскостью рассеяния ($\boldsymbol{\beta}$, $\boldsymbol{N}_0$), $\boldsymbol{N}_0$ — орт вдоль оси Oz. При рассеянии эл.-магн. волны на идеально проводящей поверхности

$$Q(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}) = [p_x \alpha_x (p_0\beta) + p_{0x}\beta_x (p\alpha) + p_{0x} p_x (1 - \alpha\beta) - \beta_x \alpha_x (p_0 p)]^2,$$

где p_0, p — единичные векторы поляризации падающей волны и приёмника, ортогональные к направлениям распространения волн: $(p_0\alpha) = (p\beta) = 0$. При обратном рассеянии $\boldsymbol{\beta} = -\boldsymbol{\alpha}$ (в радиолокации) на неровной границе раздела двух сред с диэлектрич. проницаемостями $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 = \varepsilon$:

$$Q(\boldsymbol{\alpha}, -\boldsymbol{\alpha}) = (1/16)\{(\varepsilon - 1)(1 + V_\Gamma)[1 + V_\Gamma (p_0 p) + (\varepsilon - 1)\varepsilon^{-1}(1 - V_B^2)(p_z p_{0z})]\}^2.$$

Здесь $V_{\Gamma, B}(\theta_0)$ — коэф. отражения Френеля для горизонтальной (Г) и вертикальной (В) поляризации (см. *Френеля формулы*).

Р. в. на с. п. в борновском приближении, как следует из ф-лы (1), является резонансным: из направления $\boldsymbol{\alpha}$ в направление $\boldsymbol{\beta}$ рассеивает только одна пространств. гармоника из спектра $S_\xi(\boldsymbol{q}_\perp)$ неровностей поверхности, волновой вектор к-рой совпадает с проекцией вектора рассеяния $\boldsymbol{q}$ на плоскость $z = 0$.

Модифицированная теория возмущений (МТВ) учитывает при расчёте ср. поля $\langle U \rangle$ многократное рассеяние. Отражение ср. поля $\langle U \rangle$ от случайной поверхности происходит так же, как и от плоской границы раздела $z = 0$, но с эфф. поверхностным *импедансом* $\eta(\mathbf{k}_\perp)$, зависящим от длины волны λ и направления облучения, т. е. при Р. в. на с. п. имеет место *дисперсия пространственная*. Для абсолютно жёсткой поверхности $\eta(\mathbf{k}_\perp)$ выражается через интеграл по всем направлениям рассеяния $\boldsymbol{\beta}$ от величины $\tilde{\sigma}(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta})$, аналитически продолженной в область комплексных углов рассеяния θ ($\sin\theta = |\boldsymbol{\beta}_\perp| = |\varkappa|/k > 1$):

$$\eta(\mathbf{k}_\perp) = k^{-1} \int d\varkappa \varkappa_z^{-1} (k^2 - \varkappa\mathbf{k}_\perp)^2 S_\xi(\varkappa - \mathbf{k}_\perp) = (1/16\pi) \int d\boldsymbol{\beta}_\perp \beta_z^{-1} \tilde{\sigma}(\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}), \quad (2)$$

где $\varkappa_z = \sqrt{k^2 - \varkappa^2}$, $\beta_z = \sqrt{1 - \beta_\perp^2}$ ($\mathrm{Im}\varkappa_z$, $\mathrm{Im}\beta_z \geqslant 0$). Активная часть импеданса $\mathrm{Re}\eta(\mathbf{k}_\perp)$ пропорциональна энергии, рассеянной во флуктуац. поле, и определяется интегралом (2) только по вещественным углам рассеяния ($|\beta_\perp| \leqslant 1$), рассеяние происходит в однородные уходящие от поверхности волны; реактивная часть $\mathrm{Im}\eta(\mathbf{k}_\perp)$ связана с рассеянием в неоднородные волны ($|\beta_\perp| > 1$), ею обусловлены сдвиг фаз между падающей и отражённой волнами и замедление поверхностных волн, распространяющихся над шероховатой жёсткой поверхностью.

При рассеянии эл.-магн. волн статистически неровная поверхность по отношению к когерентному полю эквивалентна импедансной, вообще говоря, анизотропной плоскости, описываемой тензором поверхностного импеданса $\eta_{\mu\nu}$; $\mu, \nu = x, y$, связывающего тангенц. компоненты ср. электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей:

$$\boldsymbol{E}_a = \eta_{\mu\nu} [\boldsymbol{N}_0 \boldsymbol{H}]_\nu,$$

для идеально проводящей поверхности ($|\varepsilon| \to \infty$)

$$\eta_{\omega\omega}(\mathbf{k}_\perp)=k^{-1}\int dx\varkappa_z^{-1}\Big[\varkappa_z^2(\delta_{\omega\nu}k^2-k_\omega k_\nu)+k^2(k_\omega-\varkappa_\omega)(k_\nu-\varkappa_\nu)\Big]S_\xi(\varkappa-\mathbf{k}_\perp).$$

При рассеянии волн на изменяющейся во времени границе раздела, возмущения к-рой можно представить в виде суперпозиции бегущих плоских волн с волновыми векторами $\boldsymbol{p}$ и частотами $\Omega(\boldsymbol{p})$, происходит изменение частоты рассеянных волн по сравнению с частотой падающей волны ω. В борновском приближении спектр рассеянного поля в зоне Фраунгофера состоит из двух комбинац. частот:

$$\omega_\pm=\omega\pm\Omega(\boldsymbol{q}_\perp).$$

Затухание поверхностных волн [$\mathrm{Im}\,\Omega(\boldsymbol{p}) \neq 0$], а также след. порядки в ММВ отражаются в расширении спектра рассеянного поля и появлении др. комбинац. частот.

В ближней зоне (зоне Френеля) интерференция рассеянных волн приводит к флуктуациям амплитуды и фазы волнового поля, характер к-рых определяется значением волнового параметра $D = R/kl^2\cos\theta_0$, равного по порядку величины ср. числу неровностей в первой зоне Френеля: при $D \ll 1$ — флуктуации амплитуды малы, а дисперсия флуктуаций фазы равна параметру Рэлея P; при $D \gg 1$ — флуктуации амплитуды и фазы некоррелированы, а их дисперсии совпадают и равны $P/2$.

Метод касательной плоскости (МКП), или метод Кирхгофа, применяют для решения задач о Р. в. на с. п. с большими по сравнению с λ неровностями. При этом допустимы сколь угодно большие значения параметра Рэлея, однако неровности должны быть достаточно гладкими — $kacos^3\theta' \gg 1$, где a — характерный радиус кривизны поверхности, а θ' — локальный угол падения, $\cos\theta' = -(\boldsymbol{n}\boldsymbol{\alpha})$. В основе МКП лежит предположение о том, что поле U в каждой точке R_S поверхности S можно представить в виде суммы полей падающей волны и волны, зеркально отражённой от плоскости, касательной к поверхности в точке R_S; поле в произвольной точке $\boldsymbol{R}$ затем определяют по *Грина формуле* в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля. После усреднения по ансамблю реализаций $\xi(r)$ когерентное поле $\langle U\rangle$ распространяется только в направлении зеркального отражения от ср. плоскости $z = 0$, отличаясь от поля нулевого приближения U_0 на эфф. коэф. отражения V_0:

$$\langle U\rangle=V_0U_0;\ V_0=\int_{-\infty}^{\infty}d\xi w(\xi)\exp(-2ik\xi\cos\theta_0), \qquad (3)$$

$w(\xi)$ — плотность распределения вероятности случайных отклонений ξ от ср. плоскости $z = 0$. Для нормальной случайной поверхности, отклонения к-рой от ср. плоскости соответствуют *Гаусса распределению*, $V_0 = \exp(-P/2)$.

Некогерентное рассеяние в заданном направлении при больших значениях параметра Рэлея определяется вероятностью зеркально отражающих из α в β наклонов поверхности $\gamma_3 = -q_\perp/q_z$ (с нормалью $\boldsymbol{n}_3 = \boldsymbol{q}/q$):

$$\tilde\sigma(\alpha,\beta)=\pi|V(\theta_3)|^2(q/q_z)^4w_\gamma(\gamma_3), \qquad (4)$$

где w_γ — плотность распределения вероятностей наклонов $\gamma = \nabla\xi(r)$, а $V(\theta_3)$ — коэф. отражения Френеля при зеркальных углах падения, $\cos\theta_3 = (\boldsymbol{n}_3\boldsymbol{\beta}) = -(\boldsymbol{n}_3\boldsymbol{\alpha})$.

Учёт затенений поверхности в рамках МКП сводится к тому, что в ф-лах (3) и (4) под ф-циями $w(\xi)$ и w_γ следует понимать плотности распределения высот и наклонов только освещённых (по отношению к направлениям α и β) участков поверхности. Величина $\tilde\sigma$ в форме (4) не зависит от длины волны излучения и по сути является следствием применения *геометрической оптики метода*. Расчёт дифракц. эффектов приводит к поправкам к МКП $\sim \sigma^2/k^2l^4$, а для эл.-магн. волн в радиолокац. случае ($\beta = -\alpha$) — к появлению деполяризации рассеянного поля, что не удаётся выявить в рамках ММВ и МКП.

Двухмасштабную модель (ДММ) применяют для интерпретации эксперим. данных по Р. в. на с. п. с широким спектром вертикальных и горизонтальных масштабов неровностей, когда не выполняются условия применимости ни ММВ, ни МКП. Шероховатую поверхность в ДММ рассматривают как суперпозицию мелкомасштабной «ряби» (для расчёта рассеяния на к-рой применим ММВ) и гладких крупномасштабных неровностей $z = Z(r)$ с наклонами $\Gamma = \nabla Z$, удовлетворяющими МКП. В результате $\tilde\sigma$ представляется в виде суммы (4) (где следует заменить γ на Γ) и усреднённой по наклонам крупномасштабной поверхности Γ величины $\tilde\sigma_N(\alpha,\beta)$, рассчитанной по ф-ле (1) для шероховатой плоскости со ср. нормалью $\boldsymbol{N} = (\boldsymbol{N}_0 - \Gamma)(1+\Gamma^2)^{-1/2}$:

$$\tilde\sigma(\alpha,\beta)=\int d\Gamma w(\Gamma)N_z^{-1}\tilde\sigma_N(\alpha,\beta),$$

где $w(\Gamma)$ — плотность распределения вероятностей наклонов Г. С помощью ДММ описывают рассеяние радиоволн взволнованной морской поверхностью и поверхностью Луны, рассеяние звука поверхностью и дном океана.

Метод малых наклонов (ММН) применяют для расчёта Р. в. на с. п. с неровностями произвольной высоты, но достаточно пологими ($\gamma_0^2 \ll 1$). Для низких неровностей ММН приводит к ф-лам ММВ, для высоких — к МКП. Первый член ряда по γ_0 получается из ф-лы (1) борновского приближения для $\tilde\sigma$ (определённого для полного рассеянного поля, а не только флуктуационного) заменой:

$$S_\xi(q_\perp)\to(2\pi q_z)^{-2}\int d\rho\exp[iq_\perp\rho-q_z^2D_\xi(\rho)/2],$$

где $D_\xi(\rho) = \langle[\xi(r+\rho) - \xi(r)]^2\rangle$ — структурная ф-ция неровностей нормальной (гауссовой) поверхности. Учёт когеренции волн, испытывающих многократные рассеяния на сильношероховатой поверхности и распространяющихся в противоположных направлениях по одним и тем же траекториям, приводит к явлению усиления обратного рассеяния, аналогичному тому, к-рое имеет место при рассеянии волн на объёмных неоднородностях. См. также *Дифракция волн*, *Рассеяние звука*, *Рассеяние света*.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., т. 2, М., 1955; Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., 1961; Басс Ф. Г., Фукс И. М., Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, М., 1972; Шмелев А. Б., Рассеяние волн статистически неровными поверхностями, «УФН», 1972, т. 106, с. 459; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2— Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978, гл. 9; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981, гл. 21; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982.

И. М. Фукс.

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА — рассеяние звуковых волн на пространственно-временных флуктуациях плотности и упругости разл. сред (напр., на поверхности океана, на неровном и неоднородном его дне, на пересечённой местности, на искусств. периодич. структурах и неоднородных поглощающих поверхностях, применяемых для улучшения акустич. свойств больших помещений, на дискретных неоднородностях — воздушных пузырьках в жидкости, твёрдых взвешенных частицах в жидкости или газе, на рыбах и макропланктоне в океане,

каплях дождя в воздухе, точечных дефектах в кристаллах и др.). Поскольку при Р. з. часть акустич. энергии уходит по направлениям, отличным от направления распространения звука, интенсивность первичной волны уменьшается. Если при распространении в данном направлении звук рассеивается многократно, то наблюдается экспоненц. ослабление его интенсивности с расстоянием.

Рассеивающую способность неоднородностей характеризуют п о п е р е ч н ы м с е ч е н и е м р а с с е я н и я σ_s, равным отношению акустич. мощности W_s рассеянной в единицу телесного угла, к интенсивности падающей волны I_i: $\sigma_s = W_s/I_i$. Значение σ_s существенно зависит от частоты и угла падения звуковой волны, размеров неоднородностей и их акустич. характеристик. Если длина волны звука мала по сравнению с линейным размером рассеивающего тела, то сечение рассеяния σ_s по порядку величины равно площади поперечного сечения тела, перпендикулярного направлению падения первичной волны. Для малых препятствий $\sigma_s \sim (ka)^4$ (закон Рэлея), где k — волновое число звука, a — линейный размер тела. Весьма эфф. рассеивателями являются «резонансные» пузырьки газа в жидкости, частота собственных радиальных колебаний к-рых совпадает с частотой звуковой волны. При этом σ_s во много раз превышает геом. сечение пузырьков. Так, напр., полное значение σ_s (соответствующее рассеянию в телесный угол 4π) для воздушного пузырька в воде при атм. давлении на резонансе, т. е. при $ka = 0{,}014$, равно $4\pi/k^2$ и, следовательно, превышает геом. сечение пузырьков $\pi a^2 \approx 4/(ka)^2 \approx 20000$ раз. Из-за вязкости и теплопроводности реальное значение σ_s может существенно уменьшаться. Однако даже в случае относительно больших различий в размерах пузырьков резонансное рассеяние играет доминирующую роль (как, напр., при Р. з. в приповерхностном пузырьковом слое в океане). Аналогично Р. з. глубоководными океанич. звукорассеивающими слоями обусловлено в осн. резонансными колебаниями плавательных пузырей небольших рыб.

Р. з. в кристаллах происходит на примесях, точечных дефектах, дислокациях, плоскостях двойникования и т. п. Если на длине звуковой волны имеется большое число точечных дефектов и примесей, то осн. роль начинает играть рассеяние на флуктуациях их числа. В поликристаллах большой вклад в Р. з. дают границы зёрен.

Наиб. значение в *гидроакустике* имеет Р. з. на поверхности океана, на объёмных неоднородностях водной толщи, на неровностях донного рельефа и неоднородностях подводного грунта. В результате Р. з. возникает поверхностная, объёмная и донная *реверберация*, к-рая является одной из осн. помех при работе разл. гидроакустич. приборов и устройств. Характер Р. з. на случайных неровных поверхностях, таких, как поверхность океана, зависит от величины параметра Рэлея $P = 2kh\cos\theta_0$, где h — среднеквадратичное значение высоты неровностей, θ_0 — угол падения первичной волны. При $P \ll 1$ Р. з. является резонансным или избирательным — значение σ_s определяется всего лишь одной гармоникой из сплошного пространственного спектра неровностей, волновой вектор к-рой $\boldsymbol{q}$ удовлетворяет условию Брагга: $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{\varkappa} - \boldsymbol{\varkappa}_s$, где $\boldsymbol{\varkappa}$, $\boldsymbol{\varkappa}_s$ — горизонтальные компоненты волновых векторов падающей и рассеянной волн соответственно. Если, кроме того, горизонтальный масштаб (радиус корреляции) неровностей ρ_0 мал по сравнению с длиной волны звука ($k\rho_0 \ll 1$), то частотная зависимость σ_s следует закону Рэлея, а зависимость σ_s от угла рассеяния θ (индикатриса рассеяния) — закону $\sigma_s \sim \cos^2\theta$. При крупномасштабных неровностях ($k\rho_0 \gg 1$) частотные и угл. характеристики σ_s существенно зависят от вида пространственного спектра неровностей. Так, при гауссовом спектре индикатриса рассеяния имеет резкий максимум в направлении зеркального отражения с угл. шириной $\Delta\theta \sim 1/k\rho_0$. В случае спектра, характерного для развитого ветрового волнения, индикатриса рассеяния имеет два максимума разл. величины, смещённых в разные стороны относительно зеркального направления, а в направлении зеркального отражения у неё наблюдается глубокий провал.

При Р. з. на крупных плавных неровностях ($P \gg 1$) поперечное сечение рассеяния σ_s пропорц. плотности вероятности наклонов неровностей и не зависит от частоты звука; индикатриса рассеяния при этом имеет максимум в зеркальном направлении с угл. шириной, пропорциональной среднеквадратичному значению наклонов неровностей. При Р. з. на неровных поверхностях со сложным спектром неоднородностей рассеянное поле в направлениях, близких к направлению зеркального отражения, определяется в основном крупномасштабными компонентами неровностей, а поле в обратном (локационном) направлении обусловлено гл. обр. мелкомасштабными неровностями.

Р. з. на слабых флуктуациях показателя преломления в атмосфере или океане во многом аналогично Р. з. на малых случайных неровностях. Оно также имеет резонансный характер; длина волны «резонансной» гармоники $\Lambda = \lambda/\sin(\theta/2)$, где λ — длина волны звука, θ — угол между волновыми векторами падающей и рассеянной волн. По мере уменьшения θ рассеяние определяется неоднородностями всё больших масштабов. При рассеянии в обратном направлении $\Lambda = \lambda/2$.

Временна́я изменчивость рассеивателей приводит к расширению частотного спектра рассеянного поля. Типичным примером может служить Р. з. на взволнованной морской поверхности и внутр. волнах в атмосфере и океане. Ряд особенностей имеет Р. з. на дне океана. В мелководных районах Р. з. обусловлено гл. обр. флуктуациями показателя преломления и плотности в толще подводных осадков. В широком диапазоне частот (1—100 кГц) σ_s для рассеяния в обратном направлении не зависит от частоты звука, его угл. зависимость близка к закону Ломмеля — Зеелигера $\sigma_s \sim \cos\theta$. В глубоком океане осн. вклад в Р. з. дают неровности донного рельефа.

Анализ разл. характеристик рассеянного звукового поля позволяет определять разл. характеристики самих рассеивателей. Так, напр., по обратному рассеянию звука на турбулентных неоднородностях в атмосфере находят пространственный спектр пульсаций показателя преломления. Наличие Р. з. на неоднородностях и дефектах в твёрдых телах лежит в основе ультразвуковой *дефектоскопии*.

При Р. з. на случайных поверхностных или объёмных неоднородностях образуется т. н. пятнистая интерференц. структура (спекл-структура; см. *Спекл-интерферометрия*). На основе её анализа разработаны эфф. дистанц. методы определения разл. параметров природных неровностей и неоднородностей, развиты акустич. методы разведки полезных ископаемых, в частности железомарганцевых конкреций на дне океана, созданы навигац. приборы — корреляц. лаги для измерения абс. скорости движения судна относительно дна океана, а также устройства для определения с высокой точностью смещения судна относительно фиксир. точки.

При Р. з. на периодически неровных или периодически неоднородных поверхностях рассеянное поле состоит из суперпозиции плоских волн (дифракц. спектров разл. порядка), распространяющихся в дискретных направлениях, определяемых условием Брэгга. Если период неровностей (неоднородностей) меньше половины длины звуковой волны, то амплитуды всех рассеянных волн (помимо зеркально отражённой волны) экспоненциально убывают при удалении от поверхности и рассеянное поле сосредоточено вблизи поверхности (ближнее поле).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Чернов Л. А., Волны в случайно-неоднородных средах, М., 1975; Киттель Ч., Введение в физику твердого

тела. пер. с англ., М., 1978; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982. *Ю. П. Лысанов.*

РАССЕЯНИЕ МИКРОЧАСТИЦ — процесс столкновения частиц, в результате к-рого либо меняются их импульсы (*упругое рассеяние*) или наряду с изменением импульсов меняются также внутр. состояния частиц, либо образуются др. частицы (*неупругие процессы*). Одна из осн. количественных характеристик как упругого рассеяния, так и неупругих процессов — *эффективное сечение* процесса — величина, пропорциональная вероятности процесса. Измерение сечений процессов позволяет изучать законы взаимодействия частиц, исследовать их структуру.

Классическая теория рассеяния. Согласно законам классич. нерелятивистской механики, задачу рассеяния двух частиц массами m_1 и m_2 можно свести путём перехода к системе центра инерции (с. ц. и.) сталкивающихся частиц к задаче рассеяния одной частицы с приведённой массой $\mu = m_1m_2/(m_1 + m_2)$ на неподвижном силовом центре. Траектория частицы, проходящей через силовое поле (с центром O), искривляется — происходит рассеяние. Угол θ между начальным ($\boldsymbol{p}_{\text{нач}}$) и конечным ($\boldsymbol{p}_{\text{кон}}$) импульсами рассеиваемой частицы наз. *углом рассеяния*. Угол рассеяния зависит от взаимодействия между частицами и от прицельного параметра ρ — расстояния, на к-ром частица пролетала бы от силового центра, если бы взаимодействие отсутствовало (рис. 1).

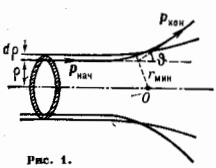


Рис. 1.

В опытах обычно направляют на мишень из исследуемого вещества пучок частиц. Число частиц dN, рассеянных в единицу времени на углы, лежащие в интервале θ, $\theta + d\theta$, равно числу частиц, проходящих в единицу времени через кольцо площадью $2\pi\rho d\rho$. Если n — плотность потока падающих частиц, то $dN = 2\pi\rho d\rho n$, а сечение упругого рассеяния $d\sigma$ определяется как отношение dN/n и равно

$$d\sigma = dN/n = 2\pi\rho d\rho. \quad (1)$$

Полное сечение рассеяния σ получается интегрированием (1) по всем прицельным параметрам. Если a — прицельный параметр, при к-ром частица не рассеивается, то $\sigma = \pi a^2$.

Квантовая теория рассеяния. В квантовой теории упругое рассеяние и неупругие процессы описываются матричными элементами S-матрицы, или *матрицы рассеяния* (амплитудами процессов),— комплексными величинами, квадраты модуля к-рых пропорц. сечениям соответствующих процессов. Через матричные элементы S-матрицы выражаются физ. величины, непосредственно измеряемые на опыте: сечение, поляризация частиц, асимметрия, компоненты тензора корреляции поляризаций и т. д. С др. стороны, эти матричные элементы могут быть вычислены при определ. предположениях о виде взаимодействия. Сравнение результатов опыта с теоретич. предсказаниями позволяет получить информацию о взаимодействии.

Общие принципы инвариантности (инвариантность относительно вращений, пространственной инверсии, обращения времени и др.) существенно ограничивают возможный вид матричных элементов процессов и позволяют получить проверяемые на опыте соотношения. Напр., из инвариантности относительно вращений и пространственной инверсии, к-рым отвечают законы сохранения углового (орбитального) момента и *чётности*, следует, что поляризация конечной частицы, возникающая при рассеянии неполяризов. частиц, направлена по нормали к плоскости рассеяния (плоскости, проходящей через начальный и конечный импульсы частицы). Т. о., измеряя направление вектора поляризации, можно выяснить, сохраняется ли чётность во взаимодействии, обусловливающем процесс. *Изотопическая инвариантность* сильного взаимодействия приводит к соотношениям между сечениями разл. процессов, а также к запрету нек-рых процессов. Напр., при столкновении двух дейтронов не могут образоваться α-частица и π^0-мезон. Эксперим. исследование этого процесса подтвердило справедливость изотопич. инвариантности.

Условие унитарности S-матрицы, являющееся следствием сохранения полной вероятности, также накладывает ограничения на матричные элементы процессов. Так, из этого условия вытекает *оптическая теорема*.

Из общих принципов квантовой теории (*микропричинности* условия, *релятивистской инвариантности* и др.) следует, что элементы S-матрицы являются *аналитическими функциями* в нек-рых областях комплексных переменных. Аналитичность S-матрицы позволяет получить ряд соотношений между определяемыми из опыта величинами — *дисперсионные соотношения* (см. *Дисперсионных соотношений метод*), *Померанчука теорему* и др.

В случае упругого рассеяния бесспиновых частиц решение *Шрёдингера уравнения* для волновой ф-ции $\psi(r)$ при $r \to \infty$ имеет вид

$$\psi(r)_{r\to\infty} \sim \exp(i\mathbf{kr}) + f(\theta) r^{-1} \exp(i\mathbf{kr}). \quad (2)$$

Здесь r — расстояние между частицами, $\mathbf{k} = \boldsymbol{p}/\hbar$ — волновой вектор, $\boldsymbol{p}$ — импульс в с. ц. и. сталкивающихся частиц, θ — угол рассеяния, $f(\theta)$ — амплитуда рассеяния, зависящая от угла рассеяния и энергии сталкивающихся частиц. Первый член в этом выражении описывает падающие частицы, второй — рассеянные. Дифференц. сечение рассеяния определяется как отношение числа частиц, рассеянных за единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega$, к плотности потока падающих частиц. Сечение рассеяния на угол θ (в с. ц. и.) в единичный телесный угол равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (3)$$

Амплитуду рассеяния обычно разлагают в ряд по *парциальным волнам* — состояниям с определёнными орбитальным моментом l:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(S_l - 1)P_l(\cos\theta). \quad (4)$$

Здесь P_l ($\cos\theta$) — полином Лежандра, S_l — комплексные ф-ции энергии, зависящие от характера взаимодействия и являющиеся элементами S-матрицы (в представлении, в к-ром диагональны энергия, угл. момент и его проекция). Если число падающих на центр частиц с орбитальным моментом l равно числу идущих от центра частиц с тем же моментом (упругое рассеяние), то $|S_l| = 1$. В общем случае $|S_l| \leqslant 1$. Эти условия — следствие условия унитарности S-матрицы. Если возможно только упругое рассеяние, то $S_l = \exp(2i\delta_l)$ и рассеяние в состоянии с данным l характеризуется только одним вещественным параметром δ_l — *фазой рассеяния*. Если $\delta_l = 0$ при нек-ром l, то рассеяние в состояние с орбитальным моментом l отсутствует.

Полное сечение упругого рассеяния равно

$$\sigma^{\text{упр}} = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l^{\text{упр}}, \quad (5)$$

$$\sigma_l^{\text{упр}} = \pi\lambda^2(2l+1)|S_l - 1|^2, \quad (6)$$

где $\sigma_l^{\text{упр}}$ — парциальное сечение упругого рассеяния частиц с орбитальным моментом l, $\lambda = 1/k$ — длина

волны де Бройля частицы. При $S_l = -1$ сечение $\sigma_l^{\text{упр}}$ достигает максимума и равно

$$\left(\sigma_l^{\text{упр}}\right)_{\text{макс}} = 4\pi\lambda^2(2l+1), \qquad (7)$$

при этом $\delta_l = \pi/2$ (резонанс в рассеянии). Т. о., при резонансе сечение процесса определяется де-бройлевской длиной волны λ и для медленных частиц, для к-рых $\lambda \gg R_0$, где R_0 — радиус действия сил, намного превосходит величину πR_0^2 (классич. сечение рассеяния). Это явление (необъяснимое с точки зрения классич. теории рассеяния) обусловлено волновой природой микрочастиц.

Др. проявлением волновой природы микрочастиц служит дифракц. рассеяние — упругое рассеяние быстрых частиц на малые углы $\theta \sim \lambda/R_0$ (при $\lambda \ll R_0$), обусловленное отклонением де-бройлевских волн налетающих частиц в область геом. тени, возникающей за рассеивающей частицей (см. рис. 1 в ст. *Дифракционное рассеяние*). Т. о., дифракц. рассеяние аналогично явлению дифракции света.

Зависимость сечения рассеяния от энергии вблизи резонанса определяется *Брейта — Вигнера формулой*

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2(2l+1)\frac{(\Gamma/2)^2}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)^2+(\Gamma/2)^2}, \qquad (8)$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия, при к-рой сечение достигает максимума (положение резонанса), а Γ — ширина резонанса. При $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 + \Gamma/2$ сечение $\sigma_l = \sigma_l^{\text{макс}}/2$.

Полное сечение всех неупругих процессов

$$\sigma^{\text{неупр}} = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l^{\text{неупр}}, \qquad (9)$$

$$\sigma_l^{\text{неупр}} = \pi\lambda^2(2l+1)(1-|S_l|^2). \qquad (10)$$

Условие унитарности ограничивает величину парциального сечения для неупругих процессов:

$$\sigma_l^{\text{неупр}} \leqslant \pi\lambda^2(2l+1). \qquad (11)$$

Для короткодействующих потенциалов взаимодействия осн. роль играют фазы рассеяния с $l \lesssim R_0/\lambda$, где R_0 — радиус действия сил; величина λ определяет мин. расстояние, на к-рое может приблизиться к центру сил свободная частица с моментом l (прицельный параметр в квантовой теории). При $R_0/\lambda \ll 1$ (малые энергии) следует учитывать только парциальную волну с $l = 0$ (S-волну). Амплитуда рассеяния в этом случае

$$f \approx \frac{1}{2ik}[\exp(2i\delta_0)-1] = \frac{1}{k\operatorname{ctg}\delta_0 - ik} \qquad (12)$$

и сечение рассеяния не зависит от ϑ (рассеяние сферически симметрично). При малых энергиях

$$k\operatorname{ctg}\delta_0 \approx -\frac{1}{a} + \frac{1}{2}r_0k^2. \qquad (13)$$

Параметры a и r_0 наз. соответственно *длиной рассеяния* и эффективным радиусом рассеяния. Их находят из опыта, и они являются важными характеристиками сил, действующих между частицами. Длина рассеяния равна по величине и противоположна по знаку амплитуде рассеяния при $k = 0$. Полное сечение рассеяния при $k = 0$ равно $\sigma_0 = 4\pi a^2$.

Если у частиц имеется связанное состояние с малой энергией связи, то их рассеяние при $R_0/\lambda \ll 1$ носит резонансный характер. Типичный пример — рассеяние нейтронов протонами в состоянии с полным спином $J = 1$, в к-ром система нейтрон — протон имеет связанное состояние (дейтрон). В этом случае длина рассеяния a отрицательна, а сечение рассеяния зависит только от энергии связи.

Если параметр R_0/λ невелик, фазы рассеяния могут быть получены из измеренных на опыте сечений, поляризаций и др. величин. Эта процедура наз. *фазовым анализом*. Найденные фазы рассеяния сравниваются с теоретич. предсказаниями и позволяют получить важную информацию о характере взаимодействия.

Информацию о взаимодействии дают измерения *поляризационных эффектов*. Для упругого рассеяния частиц со спином 0 на частицах со спином $^1/_2$ (напр., пион-нуклонного рассеяния) вместо (2) имеем

$$\psi_0(\boldsymbol{r}) \sim \exp(i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})u_\sigma + M_{\sigma\sigma'}(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})u_{\sigma'}\exp(i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})/r. \qquad (14)$$

Здесь $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{p}/|\boldsymbol{p}|$ и $\boldsymbol{k}' = \boldsymbol{p}'/|\boldsymbol{p}'|$ ($\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}'$ — начальный и конечный импульсы в с. ц. н.), u_σ — спинор, описывающий состояние нач. частиц, $M_{\sigma\sigma'}(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$ — 2×2-матрица, называемая спиновой матрицей рассеяния, σ — спиновый индекс (по повторяющемуся индексу σ' производится суммирование). Из сохранения полного момента и чётности (инвариантности относительно вращений и пространственных отражений) следует, что матрица M имеет общий вид

$$M = a + b\sigma\boldsymbol{n},$$

где a и b — комплексные ф-ции скаляров $\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'$ и $\boldsymbol{k}^2$, σ_i — *Паули матрицы*, $\boldsymbol{n} = [\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}']/|[\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}']|$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Примем за ось квантования вектор $\boldsymbol{n}$. Из (14) следует, что амплитуда рассеяния частиц со спином, направл. «вверх», отличается от амплитуды рассеяния частиц со спином, направл. «вниз». Если, напр., начальные (рассеиваемые) частицы неполяризованные (ср. значение спина равно нулю), то после рассеяния абс. величина ср. значения спина (поляризация) равна $2\mathrm{Re}(ab^*)/(|a|^2 + |b|^2)$.

В общем случае спиновое состояние частиц описывается спиновой матрицей плотности. Для частиц со спином $^1/_2$ она имеет вид

$$\rho_0 = \frac{1}{2}(1+\boldsymbol{A}\boldsymbol{P}_0), \qquad (15)$$

где $\boldsymbol{P}_0 = \langle\sigma\rangle$ — вектор поляризации нач. частиц (ср. значение спина). Спиновая матрица плотности ρ рассеянных частиц связана со спиновой матрицей плотности нач. частиц ρ_0 соотношением

$$\rho = M\rho_0M^+ \qquad (16)$$

($^+$ означает эрмитово сопряжение). В случае поляризов. нач. частиц сечение рассеяния равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\boldsymbol{P}_0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(1+\boldsymbol{A}\boldsymbol{P}_0), \qquad (17)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_0$ — сечение рассеяния неполяризов. частиц. Вектор $\boldsymbol{A}$ наз. вектором асимметрии. Если сохраняются полный угл. момент и чётность, то

$$\boldsymbol{A} = A\boldsymbol{n}, \qquad (18)$$

где асимметрия A является ф-цией $\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'$ и $\boldsymbol{k}^2$. Для того чтобы определить A из данных опыта, следует измерить сечение при разных значениях нач. поляризации. Имеем

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_{\boldsymbol{P}_0} - (d\sigma/d\Omega)_{-\boldsymbol{P}_0}}{(d\sigma/d\Omega)_{\boldsymbol{P}_0} + (d\sigma/d\Omega)_{-\boldsymbol{P}_0}} = \boldsymbol{P}_0\boldsymbol{A} = (\boldsymbol{P}_0\boldsymbol{n})A. \qquad (19)$$

Соотношение (19) имеет место для упругого рассеяния поляризов. частиц со спином $^1/_2$ на неполяризов. частицах с произвольным спином s. При этом справедливо след. равенство:

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{P}, \qquad (20)$$

где $\boldsymbol{P}$ — поляризация, возникающая при рассеянии неполяризов. частиц. Равенство поляризация — асим-

метрия является точным, основанным только на принципах инвариантности относительно вращений, пространственных отражений (*пространственной инверсии*) и *обращения времени* (в случае $s = 0$ оно следует только из инвариантности относительно вращений и отражений). Равенство (20) широко используется в физике: оно лежит в основе измерения поляризац. эффектов в рассеянии адронов при высоких энергиях (см. *Поляризационные эффекты*).

В качестве примера приведём схему опыта по двойному рассеянию, в к-ром определяется поляризация. Рассмотрим упругое рассеяние на угол θ неполяризов. частиц со спином $^1/_2$ на неполяризов. мишени с произвольным спином s. После рассеяния частицы в общем случае окажутся поляризованными. Из инвариантности относительно вращений и отражений следует, что поляризация $\boldsymbol{P}$ рассеянных частиц со спином $^1/_2$ равна $\boldsymbol{P} = P\boldsymbol{n}_1$, где $\boldsymbol{n}_1$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния, а P является ф-цией энергии и угла рассеяния. Пусть теперь рассеянные частицы со спином $^1/_2$ повторно рассеиваются на угол θ в той же плоскости и на такой же мишени (рис. 2). При рассеянии налево ($\boldsymbol{n}_2 = \boldsymbol{n}_1$, где $\boldsymbol{n}_2$ — единичный вектор нормали во втором рассеянии) сечение равно

Рис. 2. Схема двойного рассеяния.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + P^2). \qquad (21)$$

При рассеянии в той же плоскости на угол θ направо ($\boldsymbol{n}_2 = -\boldsymbol{n}_1$) имеем

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 - P^2). \qquad (22)$$

Т. о., левоправая асимметрия во втором рассеянии равна

$$A_{LR} = \frac{(d\sigma/d\Omega)_L - (d\sigma/d\Omega)_R}{(d\sigma/d\Omega)_L + (d\sigma/d\Omega)_R} = P^2. \qquad (23)$$

Измерение асимметрии A_{LR} позволяет, следовательно, определить поляризацию, возникающую при рассеянии неполяризов. частиц.

Один из осн. приближённых методов теории рассеяния — *возмущений теория*. Если падающая плоская волна, описывающая нач. частицы, слабо возмущается потенциалом взаимодействия, то применимо т. н. *борновское приближение* (первый член ряда теории возмущений). Амплитуда упругого рассеяния в борновском приближении равна

$$f(\theta) = -2\mu \int_0^\infty V(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr, \qquad (24)$$

где $q = 2k\sin(\theta/2)$, $V(r)$ — потенциал взаимодействия.

Рис. 3.

Для описания процессов рассеяния при высоких энергиях используются методы квантовой теории поля, в частности метод *Фейнмана диаграмм*. Напр., упругое рассеяние электронов протонами в низшем порядке теории возмущений обусловлено обменом фотоном между электроном и протоном (рис. 3). В выражение для сечения этого процесса входят зарядовый и магн. *формфакторы* протона — величины, характеризующие распределение электрич. заряда и маги. момента протона. Информация о них может быть получена непосредственно из эксперим. значений сечения упругого рассеяния электронов протонами. При достаточно высоких энергиях наряду с упругим e — p-рассеянием становятся возможными неупругие процессы образования адронов. Если на опыте регистрируются только рассеянные электроны, то тем самым измеряется сумма сечений всех возможных процессов $e^- + p \to e^- + X$ (инклюзивное сечение *глубоко неупругого процесса* рассеяния), где X — любая возможная совокупность образующихся в реакции адронов. Эти опыты позволили получить важную информацию о структуре нуклона. Особое значение для исследования структуры адронов имеют *инклюзивные процессы* при адрон-адронных столкновениях высокой энергии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Ситенко А. Г., Лекции по теории рассеяния, К., 1971.

С. М. Биленький.

РАССЕ́ЯНИЕ НЕЙТРО́НОВ — взаимодействие нейтронов с веществом. Особенности нейтронов определяют характер этого взаимодействия. *Нейтрон* электрически нейтрален и потому легко проникает в глубь атома и взаимодействует с ядром или с отд. нуклонами за счёт ядерных сил, быстро спадающих с расстоянием. При упругом рассеянии суммарная кинетич. энергия нейтрона и ядра сохраняется. Такое Р. н. наз. потенциальным и характеризуется амплитудой потенц. рассеяния. Если ядро захватывает нейтрон и образуется *составное ядро*, то рассеяние наз. резонансным, а соответствующая амплитуда — амплитудой резонансного рассеяния (см. *Нейтронная спектроскопия*). Интерференция процессов потенциального и резонансного рассеяний приводит к тому, что суммарная амплитуда рассеяния для ядер, поглощающих нейтроны, может быть комплексной величиной (см. *Рассеяние микрочастиц*).

Р. н. играет важную роль в исследовании конденсиров. сред. Длина волны де Бройля для тепловых нейтронов (см. *Нейтронная физика*) при обычных темп-рах порядка 0,1 нм, т. е. совпадает с межатомными расстояниями в кристаллах и молекулах. Поэтому *дифракция нейтронов*, упруго рассеянных на кристаллич. решётке, позволяет исследовать атомную структуру кристаллов (см. *Нейтронография структурная*).

Нейтрон обладает дипольным магн. моментом, к-рый вызывает рассеяние на атомарных электронах. Появление дополнит. дифракц. максимумов у кристаллов при понижении темп-ры ниже точки Кюри позволяет исследовать магн. структуру и динамику кристаллов — распределение спиновой плотности, магнонный спектр (см. *Магнитная нейтронография*).

Энергии тепловых нейтронов близка к энергии тепловых колебаний атомов (*фононов*). Фононы могут обмениваться энергией с нейтронами, что даёт возможность исследовать колебат. моды в твёрдом теле — фононный спектр (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*).

РАССЕ́ЯНИЕ НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯ́ДА в кристаллич. твёрдых телах — процесс взаимодействия электрона проводимости (дырки) с нарушениями идеальной периодичности кристалла, сопровождающийся переходом электрона из состояния с импульсом $\boldsymbol{p}$ в состояние с импульсом $\boldsymbol{p}'$. Рассеяние наз. упругим, если энергии электрона в начальном и конечном состояниях равны, $\mathcal{E}(\boldsymbol{p}) = \mathcal{E}(\boldsymbol{p}')$, или неупругим, если $\mathcal{E}(\boldsymbol{p}) \neq \mathcal{E}(\boldsymbol{p}')$. Источником упругого рассеяния являются статич. дефекты — примесные атомы, дислокации, границы кристаллич. зёрен и т. п. (см. *Дефекты в кристаллах*). Осн. источником неупругого рассеяния являются *колебания кристаллической решётки*. Рассеяние электрона на колебаниях решётки описывается в терминах испускания и поглощения *фононов* движущимся электроном. В нек-рых случаях существенно неупругое рассеяние на др. *квазичастицах* — магнонах, плазмонах. Особое положение занимает Р. н. друг на друге (см. *Межэлектронное рассеяние*).

Р. н. з. является причиной того, что любое неравновесное по энергии или импульсу распределение электронов, созданное внеш. возмущением (электрич. поле, свет), с течением времени релаксирует к равновесному фермиевскому распределению $f_T(\mathscr{E})$, соответствующему темп-ре кристалла T. В процессе релаксации упругое рассеяние «размешивает» распределение равномерно в пределах каждой изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$, а неупругое — устанавливает равновесное распределение $f_T(\mathscr{E})$ между изоэнергетич. поверхностями с разными $\mathscr{E}$. Время, необходимое для достижения равномерного распределения на изоэнергетич. поверхности, наз. временем релаксации импульса $\tau_p(\mathscr{E})$ или транспортным временем релаксации. Время, необходимое для установления равновесного распределения в области энергий порядка $\mathscr{E}$, наз. временем релаксации энергии $\tau_{\mathscr{E}}(\mathscr{E})$. Если $\tau_{\mathscr{E}} \gg \tau_p$, рассеяние наз. квазиупругим. В этом случае установление равновесия идёт в 2 этапа: сначала быстро (за время τ_p) неравновесное распределение выравнивается на каждой изоэнергетич. поверхности и превращается в неравновесное распределение по энергиям, к-рое затем медленно (за время $\tau_{\mathscr{E}}$) релаксирует к равновесному распределению $f_T(\mathscr{E})$.

Возмущением, ответственным за Р. н. з., является разность между истинным потенциалом $V(\boldsymbol{r}, t)$, действующим на электрон в реальном кристалле, и периодич. потенциалом $V_0(\boldsymbol{r}, t)$, действующим в идеальном кристалле с неподвижными атомами ($\boldsymbol{r}$ — пространственная координата электрона). Возмущение $\delta V = V - V_0$ определяет вероятность рассеяния $W\boldsymbol{p}\to\boldsymbol{p}'$. В *вырожденных полупроводниках* и *металлах* следует учитывать принцип Паули, так что фактич. вероятность перехода равна $W_{\boldsymbol{p}\to\boldsymbol{p}'}[1 - f(\boldsymbol{p}')]$. Кроме того, при большой плотности носителей рассеяние ослабляется экранированием возмущения из-за перераспределения носителей в пространстве.

Рассеяние на фононах. Вероятность рассеяния электрона при испускании или поглощении фонона с импульсом $\boldsymbol{q}$ и энергией $\hbar\omega_{\boldsymbol{q}}$ (без учёта принципа Паули) определяется выражением

$$W^{\pm\boldsymbol{q}}_{\boldsymbol{p}\to\boldsymbol{p}'} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|M^{\pm\boldsymbol{q}}_{\boldsymbol{p}\to\boldsymbol{p}'}\right|^2 \delta(\mathscr{E}_{\boldsymbol{p}} - \mathscr{E}_{\boldsymbol{p}'} \mp \hbar\omega_{\boldsymbol{q}})\left(N_{\boldsymbol{q}} + \frac{1}{2} \pm \pm\frac{1}{2}\right). \quad (1)$$

Здесь верх. и ниж. знаки соответствуют испусканию и поглощению фонона; числа фононов с импульсом $\boldsymbol{q}$ определяются распределением Планка (см. *Планка закон излучения*):

$$N_{\boldsymbol{q}} = [\exp(\hbar\omega_{\boldsymbol{q}}/kT) - 1]^{-1}. \quad (2)$$

Матричный элемент M перехода $\boldsymbol{p} \to \boldsymbol{p}'$ содержит закон сохранения *квазиимпульса*: $\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}' \mp \boldsymbol{q} = \boldsymbol{b}$ ($\boldsymbol{b}$ — произвольный вектор *обратной решётки*). Переходы, для к-рых $\boldsymbol{b} = 0$, наз. нормальными; если $\boldsymbol{b} \neq 0$, говорят о переходах с переброском (см. *Переброса процессы*). Дельта-функция δ отражает закон сохранения энергии. Вероятность рассеяния с испусканием фонона W^{+q} пропорц. $N_{\boldsymbol{q}} + 1$. Два слагаемых, соответствующие $N_{\boldsymbol{q}}$ и 1, дают вероятности индуцированного и спонтанного рассеяний. Вероятность рассеяния с поглощением фонона W^{-q} пропорц. $N_{\boldsymbol{q}}$, поэтому поглощение фонона всегда является индуцированным.

Рассеяние электрона на фононах в большой степени определяется законами сохранения энергии и импульса (кинематич. факторы), а также принципом Паули. Поэтому картина рассеяния различна для акустич. и оптич. фононов, имеющих разные законы дисперсии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$, и зависит от степени вырождения электронного газа. Кинематика позволяет установить, какие фононы дают осн. вклад в рассеяние, какова степень упругости рассеяния, а также является ли оно индуцированным или спонтанным.

Рассеяние на акустических фононах в полупроводниках. Т. к. скорость электрона v имеет порядок скорости звука s только при очень малой его энергии ($\mathscr{E} \approx ms^2 \approx 0{,}1$ К), то в реальных условиях $v \gg s$. Это означает, что возмущение, создаваемое акустич. фононом, почти статично, а рассеяние электронов всегда квазиупруго. Из кинематики следует, что осн. вклад в рассеяние вносят фононы с импульсом $\boldsymbol{q} \approx \boldsymbol{p}$; поэтому направленный импульс электрона теряется всего за неск. столкновений. Энергия фонона с таким импульсом $\hbar\omega_{\boldsymbol{q}} = \hbar sq \approx \hbar sp \approx (ms^2\mathscr{E})^{1/2} \ll \mathscr{E}$, так что для релаксации энергии требуется много столкновений, т. е. действительно $\tau_{\mathscr{E}} \gg \tau_p$.

Является ли рассеяние индуцированным или спонтанным, зависит от соотношения между энергией фонона $\hbar sp$ и тепловой энергией T. Эти величины сравниваются, когда энергия электрона равна $\bar{\mathscr{E}} = T^2/ms^2$. Если $\mathscr{E} \gg \bar{\mathscr{E}}$, то характерны $N_{\boldsymbol{q}} \ll 1$; доминирует спонтанное испускание фононов (динамич. трение), и «движение» электрона по оси энергии $\mathscr{E}$ есть систематич. дрейф вниз. При $\mathscr{E} \ll \bar{\mathscr{E}}$ доминируют индуцированные переходы, т. к. $N_{\boldsymbol{q}} \gg 1$. При этом испускание происходит не намного чаще, чем поглощение, и «движение» электрона по оси энергий превращается в диффузию.

Рассеяние на акустических фононах в металлах и вырожденных полупроводниках. Вследствие закона сохранения импульса наиб. вероятно взаимодействие с фононами, импульс к-рых $\boldsymbol{q} \approx \boldsymbol{p}_F$, где $\boldsymbol{p}_F$ — импульс Ферми (см. *Ферми-поверхность*). Но испусканию таких фононов (с энергией $\hbar\omega_{\boldsymbol{q}} \approx \hbar sp_F$) может препятствовать принцип Паули, если превышение энергии электрона $\mathscr{E}$ над энергией Ферми $\mathscr{E}_F$ много меньше $\hbar sp_F$, а поглощение может ослабляться из-за малого числа таких фононов, если $T \ll \hbar sp_F$. Поэтому характер рассеяния сильно зависит от T и превышения энергии электрона над энергией Ферми. При $T \gg \hbar sp_F$ почти для всех электронов $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \gg \hbar sp_F$ (указанные ограничения несущественны) и рассеяние (с испусканием и поглощением) идёт на фононах с $q \approx p_F$ и энергией $\hbar\omega_{\boldsymbol{q}} \approx \hbar sp_F$. Для релаксации импульса требуется неск. столкновений, а для релаксации энергии — много (квазиупругое рассеяние). При $T \ll \hbar sp_F$ поглощение фононов с энергией $\hbar\omega_{\boldsymbol{q}} \approx \hbar sp_F$ маловероятно, но если $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \gg \hbar sp_F$, то принцип Паули не запрещает испускание таких фононов (в осн. спонтанное). Рассеяние, как и при высоких темп-рах, квазиупруго. Если же $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \ll \hbar sp_F$, то принцип Паули разрешает только испускание фононов с $q \ll p_F$. Такое рассеяние является малоугловым, и выравнивание распределения электронов на поверхности Ферми происходит диффузионно. Для полной релаксации импульса требуется много столкновений, релаксация же энергии происходит за неск. столкновений (неупругое рассеяние).

Рассеяние на оптических фононах. При рассеянии в металлах существенны оптич. фононы во всей зоне Бриллюэна, в осн. коротковолновые с $q \approx b_0$, где b_0 — размер *Бриллюэна зоны*. В полупроводниках в рассеянии участвуют только оптич. ДВ-фононы с $q \ll b_0$. Частоту этих фононов ω_0 можно считать не зависящей от q. Рассеяние на оптич. фононах квазиупруго только при $\mathscr{E} \gg \hbar\omega_0 \approx 400$ К, т. е. только при очень высоких энергиях электронов (см. *Горячие электроны*). В области энергий $\mathscr{E} \leqslant \hbar\omega_0$ проявляются неупругий и пороговый характеры рассеяния. Это существенно при низких темп-рах $T \ll \hbar\omega_0$, когда ниже порога ($\mathscr{E} < \hbar\omega_0$) рассеяние слабое и возможно только за счёт маловероятного поглощения фонона, пропорционального $N_0 = \exp(-\hbar\omega/T) \ll 1$, а выше порога ($\mathscr{E} > \hbar\omega_0$) рассеяние сильное — оно происходит при спонтанном испускании фонона.

Деформационное и поляризационное рассеяния. В выражение (1) входит матричный элемент M возмущения δV на блоховских ф-циях ψ (см. *Блоховские электроны*), обычно δV и ψ неизвестны, поэтому M можно найти только численными расчётами. Однако если рассеяние происходит на ДВ-фононах, эту трудность можно обойти. Для этого следует усреднить δV по объёму с размерами, бо́льшими постоянной решётки a_0 и меньшими длины волны фонона $\lambda = 2\pi/q$. В результате усреднения появляется электрич. макрополе ер. Для δV, созданного акустич. фононом, $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ ($\boldsymbol{r}$ — координата точки, в окрестности к-рой произведено усреднение) представляет собой электрич. поле, сопровождающее волну деформации (пьезополе). В случае оптич. фонона $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$ — поле, возникающее из-за относит. смещения разноимённо заряженных подрешёток (см. *Динамика кристаллической решётки*). Рассеяние, обусловленное электрич. макрополем, наз. п о л я р и з а ц и о н н ы м. Матричные элементы $\overline{M}$ для рассеяния, обусловленного макрополем, можно вычислять, представляя волновые ф-ции электрона в виде плоских волн.

Др. источником рассеяния является микрополе $\delta\overline{V} = \delta V - e\varphi$, выпавшее при усреднении. В области усреднения, где $e\varphi$ почти постоянно, δV — почти периодич. ф-ция $\boldsymbol{r}$. В этой области электрон движется в периодич. поле $V_0 + \delta\overline{V}$ и его закон дисперсии $\mathscr{E}'(\boldsymbol{p})$ отличается от закона дисперсии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ в идеальной решётке. В др. области усреднения будут другие $\delta\overline{V}'$ и другие $\mathscr{E}'(\boldsymbol{p})$. Т. к. часто́ты фононов меньше электронных, то закон дисперсии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ «следит» за колебаниями решётки, т. о., в кристалле, в к-ром возбуждены ДВ-фононы, закон дисперсии медленно меняется в пространстве и времени; он описывается ф-цией $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}; \boldsymbol{r}, t)$, характерные масштабы изменения к-рой такие же, как у $\varphi(\boldsymbol{r}, t)$. Двигаясь в среде с перем. законом дисперсии, электрон рассеивается (как свет в мутной среде), даже если макрополе отсутствует. Такое рассеяние наз. д е ф о р м а ц и о н н ы м.

Матричные элементы $\overline{M}$ деформац. рассеяния тоже можно вычислять, заменяя блоховские ф-ции на плоские волны, если в качестве возмущения брать не $\delta\overline{V}$, а т. н. деформац. потенциал $w(\boldsymbol{r}, t)$. В полупроводнике с невырожденной зоной $w(\boldsymbol{r}, t)$ имеет смысл сдвига дна или потолка зоны в точке $\boldsymbol{r}$ в момент t, т. е. $w(\boldsymbol{r}, t) = \mathscr{E}(\boldsymbol{p}; \boldsymbol{r}, t) - \mathscr{E}(p_0)$, где p_0 соответствует экстремуму зоны (или центру долины; в *многодолинном полупроводнике* деформац. потенциал различен для электронов разных долин). В металле $w(\boldsymbol{r}, t)$ — сдвиг поверхности Ферми, так что w зависит дополнительно от положения $\boldsymbol{p}$ на поверхности Ферми.

Матричные элементы в случае поляризационного $\overline{M}$ и деформационного $\widetilde{M}$ рассеяний, вычисленные через $e\varphi$ и w, всегда сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Это означает, что поляризац. и деформац. рассеяния, обусловленные одной и той же фононной модой, не интерферируют. Поэтому говорят о четырёх механизмах рассеяния: *DA*, *DO*, *PA*, *PO*, где первая буква указывает на характер рассеяния (деформационный или поляризационный), вторая — на ветвь фононов (акустическая или оптическая).

Для вычисления $\overline{M}$ и $\widetilde{M}$ необходимо выразить $e\varphi$ и w через смещения атомов решётки. Связь φ со смещениями атомов находят из *Пуассона уравнения* $\nabla^2\varphi = 4\pi\mathrm{div}\boldsymbol{P}$, где $\boldsymbol{P}$ — дипольный момент единицы объёма, возникший при однородной статич. деформации решётки из-за смещений ядер и связанного с этим смещения электронов. Для деформации, созданной акустич. фононами $P_j = \beta_{jkl}\, u_{kl}$, где u_{kl} — тензор деформации, а β_{jkl} выражаются через пьезомодули. При деформации, созданной оптич. фононами $P_j = \gamma_{jk}\,\xi_k$, где ξ — вектор относит. смещения подрешёток, а γ_{jk} выражаются через статич. и динамич. диэлектрич. проницаемости (см. ниже).

Число независимых констант β и γ определяется *симметрией кристалла*. Так, в кубич. кристаллах с центром инверсии $\beta_{jkl} = \gamma_{jk} = 0$, так что поляризац. рассеяние невозможно. В кубич. кристалле с двумя атомами в элементарной ячейке (большинство полупроводников) возможно поляризац. рассеяние для акустич. и оптич. фононов.

Деформац. потенциал $w(\boldsymbol{r}, t)$ определяется смещениями атомов в точке $\boldsymbol{r}$ в момент t. Для акустич. фононов $w = \Xi_{ij}\, u_{ij}$, для оптич. фононов $w = \Gamma_i\, \xi_i$. Здесь Ξ, Γ — т. н. константы деформац. потенциала. Их число, кроме симметрии кристалла, зависит ещё от положения p_0 в полупроводниках или на поверхности Ферми в металлах. В кубич. полупроводнике с $p_0 = 0$ из симметрии следует, что $\Xi_{ij} = \Xi\delta_{ij}$ и $\Gamma_i = 0$. Это значит, что $w = \Xi u$, где $u = u_{11} + u_{22} + u_{33}$ — относит. изменение объёма при деформации. Т. к. для поперечных акустич. фононов $u = 0$, то *DA*-рассеяние разрешено только для продольных фононов, *DO*-рассеяние запрещено для обеих ветвей. Если p_0 лежит не в центре зоны Бриллюэна, то возможны *DA*- и *DO*-рассеяния на поперечных акустич. фононах.

Времена релаксации τ_p и $\tau_\mathscr{E}$ можно найти, если вычислить, с какой скоростью электрон с импульсом $\boldsymbol{p}$ теряет энергию и направленный импульс при рассеянии, переходя во все др. состояния с импульсами $\boldsymbol{p}'$ (скорость релаксации). В изотропном случае

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \frac{\boldsymbol{p}}{\tau_p}; \quad \frac{d\mathscr{E}}{dt} = \frac{\mathscr{E} - \mathscr{E}^*}{\tau_\mathscr{E}},$$

где величина $\mathscr{E}^*$ имеет порядок тепловой энергии T, если электронный газ невырожден, и равно ферми-энергии $\mathscr{E}_F$, если газ сильно вырожден (здесь и ниже $k = 1$).

Для акустич. фононов в полупроводниках при индуциров. рассеянии ($\mathscr{E} \ll \overline{\mathscr{E}}$) скорость релаксации импульса пропорц. T:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\overline{\tau}}\,\frac{T}{\hbar\omega}\left(\frac{\mathscr{E}}{\hbar\omega}\right)^{\pm 1/2}. \qquad (3)$$

Здесь T и $\mathscr{E}$ выражены в долях энергии фонона; верх. знак относится к *DA*-рассеянию, нижний — к *PA*-рассеянию; $\overline{\tau}$ — характерное время, определяемое соотношениями

$$\overline{\tau}_{DA} = 2\pi\hbar\rho s^2/\Xi^2 p_0^3; \quad \overline{\tau}_{PA} = 2\pi\hbar\rho s^2/(e\beta)^2 p_0,$$

где ρ — плотность кристалла, p_0 — импульс электрона с энергией $\hbar\omega$. Типичные значения $\overline{\tau}_A \approx 1$—$10$ пс.

При $\mathscr{E} \gg \overline{\mathscr{E}}$ (спонтанное рассеяние) скорость релаксации импульса, т. е. τ_p, от T не зависит:

$$\left(\frac{1}{\tau_p}\right)_{DA} = \frac{1}{\tau_{DA}}\,\frac{4}{3}\,\delta_0^{1/2}\frac{\mathscr{E}}{\hbar\omega}; \quad \left(\frac{1}{\tau_p}\right)_{PA} = \frac{1}{\tau_{PA}}\,\frac{2}{3}\,\delta_0^{1/2}. \qquad (4)$$

Здесь $\delta_0 = 2ms^2/\hbar\omega$ ($\sim 10^{-4}$—10^{-2}) — степень упругости рассеяния, m — эфф. масса электрона.

Время релаксации энергии $\tau_\mathscr{E}$ не зависит от соотношения между $\mathscr{E}$ и $\overline{\mathscr{E}}$:

$$\frac{\mathscr{E} - \mathscr{E}^*}{\tau_\mathscr{E}} = \frac{1}{\tau}\,\delta_0\left(\frac{\mathscr{E} - \mathscr{E}^*}{\hbar\omega_0}\right)^{\pm 1/2}; \quad \mathscr{E}^*_{DA} = 2T; \quad \mathscr{E}^*_{PA} = T. \qquad (4a)$$

Для акустич. фононов в металлах и вырожденных полупроводниках при высоких темп-рах ($T > \hbar s p_F$) τ_p определяется ф-лой

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p}\,\frac{T}{\hbar s p_F}; \quad \overline{\tau}_F = \frac{\pi\hbar}{m p_F \Xi^2} \approx 0{,}01 \text{ пс}. \qquad (5)$$

Скорость релаксации энергии

$$\frac{\mathscr{E} - \mathscr{E}_F}{\tau_\mathscr{E}} = \frac{\hbar s p_F}{\overline{\tau}_F}\,\mathrm{th}\,\frac{\mathscr{E} - \mathscr{E}_F}{T}. \qquad (6)$$

При низких темп-рах ($T \ll \hbar sp_F$) и $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \gg \hbar sp_F$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{5}\frac{1}{\bar{\tau}_F}; \quad \frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}_F}{\tau_{\mathscr{E}}} = \frac{\hbar sp_F}{\bar{\tau}_F}, \qquad (7)$$

а для $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \ll \hbar sp_F$:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{4}{5}\frac{1}{\bar{\tau}_F}\left(\frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}_F}{2\hbar sp_F}\right)^3; \quad \frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}_F}{\tau_{\mathscr{E}}} = \frac{1}{2}\frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}_F}{\bar{\tau}_F}\left(\frac{\mathscr{E}-\mathscr{E}_F}{2\hbar sp_F}\right)^3. \qquad (8)$$

При рассеянии на оптич. фононах в полупроводниках в области квазиупругого рассеяния ($\mathscr{E} \gg \hbar\omega$):

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\bar{\tau}}(2N_0+1)\left(\frac{\mathscr{E}}{\hbar\omega}\right)^{\pm 1/2}; \quad N_0 = [\exp(\hbar\omega/T)-1]^{-1}. \qquad (9)$$

Здесь верх. знак относится к *DO*-рассеянию, нижний — к *PO*-рассеянию: $\bar{\tau}(DO) = \pi\hbar\bar{\rho}p_0/m^2\Gamma^2$, $\bar{\tau}(PO) = (^1/_2)\alpha\omega$ (типичные значения $\bar{\tau} = 0{,}1-1$ пс); здесь $\bar{\rho}$ — плотность приведённой массы разноимённо заряженных подрешёток, $\alpha = e^2/\hbar v_0$ — фрёлиховская константа связи, $v_0 = \hbar p_0/m$, $\varepsilon_\infty^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_s^{-1}$, где ε_∞ и ε_0 — высокочастотная и статическая *диэлектрические проницаемости* решётки. Время релаксации энергии

$$\frac{1}{\tau_{\mathscr{E}}} = \frac{1}{\bar{\tau}}\left(\frac{\mathscr{E}}{\hbar\omega}\right)^{\sigma}; \quad \sigma(DO) = 1/2; \ \sigma(PO) = 3/2. \qquad (10)$$

Рассеяние на примесных атомах. При рассеянии на примесных атомах возмущение δV обусловлено электрич. полем (если примесь заряжена) и деформацией решётки в окрестности примеси. Иногда нужно учитывать обменные силы и магн. момент примеси. В случае заряж. примесей (примесных ионов) в полупроводниках вклад в δV от деформации решётки несущественен. Т. к. в полупроводнике $p \ll b_0$, то изменение импульса электрона при упругом рассеянии мало, а это значит, что рассеяние на больших расстояниях ($r \gg a_0$) определяется сглаженным потенциалом $\delta V(r)$. Такой потенциал не зависит от микроструктуры примеси и имеет кулоновский вид:

$$\delta V = Ze^2/\varepsilon r, \qquad (11)$$

где Ze — заряд иона. Поэтому время релаксации импульса τ_p можно вычислить, пользуясь *Резерфорда формулой* для сечения рассеяния заряж. частиц. Согласно этой ф-ле, дифференц. сечение рассеяния электрона под углом θ в телесном угле $d\Omega$:

$$d\sigma(\theta)d\Omega = \frac{1}{4}R^2\,\mathrm{cosec}^4(\theta/2)d\Omega; \quad R = Ze^2/4\pi\varepsilon mv^2, \qquad (12)$$

где v — скорость электрона. Для вычисления τ_p необходимо усреднить σ по всем θ. При интегрировании (12) по θ получают расходящийся интеграл, т. е. бесконечно большое сечение рассеяния. В действительности сечение рассеяния на примесном ионе конечно, т. к. кулоновский характер поля δV на больших расстояниях от примеси искажается полем др. примесных ионов и экранирующим полем электронов. Если учитывать первый фактор и «обрезать» кулоновский потенциал на $^1/_2$ расстояния между примесными центрами, равного $N^{-1/3}(N$ — концентрация примесей), то это приводит к ф-ле

$$\frac{1}{\tau_p} = 4\pi\Phi Z^2(\mathscr{E}_{\mathrm{B}}/\hbar)Np^{-3}. \qquad (13)$$

Здесь $\mathscr{E}_{\mathrm{B}} = me^4/2\hbar\varepsilon$ — боровская энергия, $\Phi = \ln \mathscr{E}\varepsilon/Ze^2N^{1/3}$.

Ф-ла (13) носит назв. *Конуэлл — Вайскопфа формулы*.

Если учитывать также экранирование кулоновского поля примесного иона свободными носителями заряда, то обрезание потенциала осуществляется его умножением на $\exp(-r/\lambda)$, где λ — длина экранирования. При этом в ф-ле (13) $\Phi = \ln(1-x) - x^2/(1+x^2)$, где $x = 2p/\lambda$ (*Брукса — Херринга формула*).

Рассеяние на нейтральных примесях в полупроводниках обусловлено кулоновскими и обменными силами, действующими между рассеивающимся электроном и атомом примеси. Используя аналогию с рассеянием на атоме водорода, обычно пользуются т. н. ф-лой Эргинсоя:

$$\frac{1}{\tau_p} = C(\mathscr{E}_{\mathrm{B}}/\hbar)Na_{\mathrm{B}}^3, \quad \mathscr{E} \ll \mathscr{E}_{\mathrm{B}}, \qquad (14)$$

где $a_{\mathrm{B}} = \hbar^2\varepsilon/me^2$ — боровский радиус, $C = 20$.

В металлах возмущение δV сильно зависит от сочетания атомов примеси и матрицы, поэтому к.-л. общие ф-лы для τ_p получить не удаётся. Обычно сечение рассеяния $\sigma \approx a_0^2$, однако оно сильно возрастает при резонансном рассеянии электронов на примесных атомах с незаполненными *d*- и *f*-оболочками, когда на примеси существуют виртуальные уровни энергии (см. *Кондо эффект*).

Экспериментальные методы. Сказанное выше относилось к рассеянию носителей внутри одной зоны (долины) с энергетич. спектром носителей, вырожденным только по ориентации спина. В более сложных ситуациях (вырожденные зоны, многодолинные полупроводники) трудно определить теоретически, какой механизм рассеяния доминирует в той или иной области темп-р и энергий носителей. Поэтому осн. источником сведений о механизме Р. н. з. является эксперимент. Механизм рассеяния импульса обычно определяют по измерению *подвижности носителей заряда* $\mu = (e/m)\tau_p$ и по ширине линии циклотронного резонанса $\Delta\omega_c = 1/\tau_p$. Входящее сюда τ_p усреднено по энергии. Для невырожденного полупроводника усреднение сводится к замене $\mathscr{E}$ на T. Поэтому, изучая температурные зависимости μ или $\Delta\omega_c$, можно отличить рассеяние на примесях, когда $\mu \sim T^{3/2}$, от рассеяния на акустич. фононах, когда $\mu \sim T^{-1/2}$ для деформационного или $\mu \sim T^{1/2}$ для поляризационного рассеяний.

Механизм релаксации энергии раскрывается в экспериментах с *горячими электронами* по зависимости μ или $\Delta\omega_c$ от сильного электрич. поля или по спектрам *горячей люминесценции*.

Лит.: Конуэлл Э., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, пер. с англ., М., 1970; Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Wiley J. D., Mobility of holes in III—V Compounds, в кн.: Semiconductors and semimetals, v. 10, N. Y., 1975, p. 91; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

И. Б. Левинсон.

РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН — образование вторичного излучения, источниками к-рого являются неоднородности вещества, возбуждаемые полем первичной волны. Степень когерентности излучения таких вторичных источников определяется корреляц. связями поля неоднородностей среды. Интерференция вторичных волн вызывает образование сложной дифракц. картины распределения рассеянного поля, зависящей от структуры неоднородностей. Динамика и эволюция поля неоднородностей приводят к соответствующей изменчивости его дифракц. картины, к флуктуациям параметров волны. Для матем. описания рассеяния эл.-магн. волн на случайных неоднородностях в макроскопич. теории используются *Максвелла уравнения*, в к-рых диэлектрич. проницаемость среды $\varepsilon(\boldsymbol{r}, t)$ является случайной ф-цией координат и времени. Корреляц. ф-ции случайного поля флуктуаций $\Delta\varepsilon(\boldsymbol{r}, t)$ определяют угловой и частотный спектры рассеянного поля, колебания его интенсивности, амплитуды, фазы, поляризации. Так, при распространении плоской волны ср. интенсивность рассеянной в заданном направлении волны характеризу-

ется сечением рассеяния, к-рое определяется спектральной плотностью флуктуаций проницаемости

$$\sigma(\theta)=\frac{\omega^4\pi}{2c^4}\,\Phi_\varepsilon(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\sin^2\chi.$$

Величина $\sigma(\theta)$ определяет интенсивность рассеяния единицей рассеивающего объёма в единичный телесный угол, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ — волновые векторы падающей и рассеянной волн, θ — угол между ними (угол рассеяния), ω — круговая частота волны, χ — угол между вектором электрич. поля в первичной волне и вектором $\mathbf{k}_2$. Спектральная плотность $\Phi_\varepsilon(\varkappa)$ является фурье-преобразованием корреляц. ф-ции флуктуации диэлектрич. проницаемости.

На практике Р. р. играет двоякую роль. С одной стороны, оно приводит к ослаблению первичной волны, с другой — рассеянные в разл. направлениях волны вызывают увеличение поля в пунктах, куда оно не проникает в отсутствие рассеяния вообще, и могут, т. о., быть использованы для радиосвязи. Напр., благодаря Р. р. на флуктуациях электронной плотности в ионосфере возможна загоризонтная КВ-связь на расстояниях более 2000 км, что значительно превышает возможности чисто дифракц. проникновения поля за горизонт (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*). Аналогично рассеяние волн на турбулентных неоднородностях тропосферы также способствует увеличению поля далеко за горизонтом. Явление Р. р. широко используется для целей дистанц. исследования свойств среды. Напр., Р. р. на тепловых флуктуациях электронной плотности позволяет измерить концентрацию электронов, ионную и электронную темп-ры в ионосферной и лаб. плазмах. Неоднородности тропосферы эффективно исследуются с помощью рассеяния «назад» импульсов радиолокаторов.

Если в среде возможно распространение неск. типов волн, то процесс рассеяния сопровождается трансформацией энергии волн одного типа в энергию волн др. типа. Так, эл.-магн. волна в неоднородной плазме порождает рассеянные плазменные волны (и наоборот). Волна с одним типом поляризации порождает волну с др. типом поляризации. В нерегулярных волноводах из-за рассеяния происходит трансформация энергии одних мод в энергию других.

Термин «Р. р.» употребляется не только в случае взаимодействия волн с неоднородностями, распределёнными по объёму. О рассеянии говорят при отражении радиоволн от шероховатых поверхностей (от взволнованной поверхности моря, от поверхности Земли и т. д.), при описании дифракции на отд. объектах (от следа ракеты, самолёта, облака и т. п.). Р. р. на метеорных следах используется для целей кратковрем. связи, работающей в течение жизни метеорного следа. Рассеяние на искусств. образованиях и структурах широко применяется в физике и технике. Примером может служить Р. р. на возмущении, порождаемом в атмосфере мощным звуковым импульсом. Доплеровское смещение частоты рассеянного сигнала позволяет определить скорость звука и, следовательно, высотное распределение темп-ры. Аналогично рассеяние волн на квазипериодич. структурах, возникающих при воздействии на ионосферу мощных радиоволн, служит для определения параметров верх. атмосферы (см. *Распространение радиоволн*).

Лит.: Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981.

Ю. А. Рыжов.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА — *рассеяние волн* оптич. диапазона, заключающееся в изменении пространственного распределения, частоты, поляризации оптич. излучения при его взаимодействии с веществом. Часто Р. с. наз. только преобразование угл. распределения светового потока, обусловленное пространственными неоднородностями показателя преломления среды и воспринимаемое как её несобств. свечение, напр. при визуализации лучей света в пыли, отражение и преломление света на поверхности тел и т. п. Р. с. может проявляться как поглощение в виде ослабления лучей — *экстинкции*. Если частота рассеянного света ω' равна частоте падающего ω, то Р. с. наз. упругим или рэлеевским, в остальных случаях Р. с. — неупругий процесс с перераспределением энергии между излучением и рассеивающей частицей и, следовательно, с изменением частоты. Если $\omega'<\omega$, то Р. с. наз. стоксовым, при $\omega'>\omega$ — антистоксовым. При упругом Р. с. сохраняются фазовые соотношения между падающей и рассеянной волнами (*когерентное рассеяние света*); при неупругом Р. с. происходит фазовый сбой рассеянной волны (некогерентное Р. с.).

Квантовая теория рассеяния света. Последоват. описание Р. с. возможно только квантовой теорией взаимодействия света с веществом (в *квантовой электродинамике*). В этой теории элементарный акт Р. с. трактуется как поглощение веществом падающего фотона с энергией $\hbar\omega$, импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и поляризацией μ, а затем спонтанное испускание рассеянного фотона с энергией $\hbar\omega'$, импульсом $\hbar\mathbf{k}'$ и поляризацией μ'. Вместе с таким процессом идёт и другой, когда вначале испускается фотон с характеристиками $\hbar\omega'$, $\hbar\mathbf{k}'$ и μ' (рассеянный), а затем поглощается падающий. Оба процесса наглядно изображаются соответствующими диаграммами Фейнмана (рис. 1), в к-рых квантовые состояния

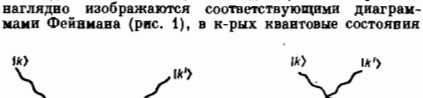


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса однократного рассеяния света в веществе.

вещества и фотона до взаимодействия обозначены $|M\rangle$ и $|\mathbf{k}\rangle=|\omega,\ \mathbf{k},\ \mu\rangle$, а после взаимодействия $|M'\rangle$ и $|\mathbf{k}'\rangle=|\omega',\mathbf{k}',\ \mu'\rangle$ соответственно. В промежутке между моментами поглощения t_1 и испускания t_2 вещество находится в состояниях $|M_1\rangle$ и $|M_2\rangle$, к-рые могут быть виртуальными или реальными и меняющимися из-за взаимодействий в веществе и с излучением.

Если эти изменения велики, так что к моменту t_2 «забывается» состояние, сформированное в момент t_1, т. е. рассеянный фотон статистически не связан с падающим, то такое Р. с. наз. некогерентным. Большие возмущения в промежуточных состояниях могут обусловить разного рода вторичные свечения, напр. *фотолюминесценцию*, к-рую традиционно не считают Р. с. Феноменологич. особенности этого свечения — инерционность, задержка или затягивание свечения (рассеяния), независимость спектра люминесценции от быстрых изменений характеристик падающего излучения.

В элементарном акте Р. с. закон сохранения энергии и импульса имеет вид

$$\hbar\omega+\mathscr{E}_M=\hbar\omega'+\mathscr{E}_{M'};\ \hbar\mathbf{k}+\mathbf{p}_M=\hbar\mathbf{k}'+\mathbf{p}_{M'},\qquad(1)$$

где $\mathscr{E}_{M,M'}$ и $\mathbf{p}_{M,M'}$ — энергия и импульс атома (молекулы) в соответствующем M и M' состояниях.

Классическая теория рассеяния света. В рамках классической, волновой, теории света считается, что рассеянное излучение генерируется электрич. токами, вызываемыми в веществе падающим излучением. В класcич. теории часто применяется дипольное приближение, в к-ром источником излучения считается электрич. диполь с моментом $\boldsymbol{p}(t)=\mathrm{Re}\boldsymbol{p}_0\exp(i\omega t)$. В этом при-

ближении интенсивность dI_n, излучаемая диполем в направлении n в телесный угол $d\Omega_n$, даётся выражением

$$dI_n = \frac{\omega^4 (pn)^2}{4\pi c^3}\, d\Omega_n , \qquad (2)$$

где $n^2 = 1$ и c — скорость света в вакууме.

Гармонич. движение диполя вызывается действием на заряды электрич. поля с частотой ω, а значение p определяется либо ур-ниями классич. механики с учётом $p = \sum_j e_j r_j$ (суммирование проводится по всем частицам с зарядами e_j и координатами r_j), либо квантовыми ур-ниями при т. н. полуклассич. подходе, в к-ром полагают $p = \Sigma e_j \langle r_j \rangle$, где $\langle r_j \rangle$ — квантовое среднее координаты j-го локализов. заряда.

При феноменологич. описании считают $p = \hat{\alpha} E$, где $\hat{\alpha}$ — тензор *поляризуемости* рассеивающей частицы, а E — напряжённость электрич. поля действующего на неё излучения. Если заряды рассредоточены, рассеянное излучение получается в результате сложения парциальных полей, генерируемых элементарными дипольными моментами элементов объёмов d^3r: $dp = P(r)d^3r$, где P — поляризация в точке r, определяемая тензором *диэлектрической проницаемости* $\hat{\varepsilon}$ среды:

$$P(r) = (\hat{\varepsilon} - 1) E(r)/4\pi . \qquad (3)$$

Напряжённость поля $E(r)$, действующего в точке r, в общем случае отличается от напряжённости поля падающего излучения. При суммировании вкладов элементарных диполей в ф-ле (2) следует учитывать интерференцию рассеянных волн, поэтому существенны фазы колебаний диполей и запаздывание прихода волн от них в место наблюдения.

Характеристики рассеяния света. Наиб. употребляемая количественная характеристика Р. с. на частицах — дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$, определяемое отношением рассеянного потока dI_n к плотности падающего потока $cE_0^2/4\pi$. В классич. и полуклассич. описании сечение определяется из (2), где p считается зависящим от E_0 линейно.

При квантовом подходе Р. с. описывается в *возмущений теории* как взаимодействие излучения с веществом и определяется ф-лой вероятности перехода в сплошном спектре состояний поля излучений в единицу времени. Сечение рассеяния определяется этой же ф-лой при условии, что поток падающего света считается равным одному фотону в единицу времени на единицу площади.

Сечение измеряется в единицах площади, и при упругом рассеянии полное сечение $\sigma_{\mathbf{k}} = \int d\sigma_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$ (интегрирование по всем направлениям рассеяния) характеризует, с нек-рой долей условности, размер площадки, «не пропускающей свет» в направлении его падения. Сечение рассеяния может зависеть от поляризации, направления (анизотропия Р. с.), частоты падающего света (дисперсия Р. с.).

Светорассеивающую способность сред характеризуют коэф. рассеяния R_n и дифференц. коэф. экстинкции dh_n. Первый показывает, какая доля светового потока, падающего на единицу поверхности среды, рассеивается единицей её объёма в заданном направлении.

Второй определяется как удельное (на единицу объёма V среды) дифференц. сечение рассеяния $dh_n = d\sigma_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}/V$. Обе величины измеряются в обратных длинах и связаны друг с другом соотношением, к-рое в случае изотропного рассеяния неполяризов. света имеет вид $h = (16\pi/3)R_{\pi/2}$, где h — полная экстинкция светорассеяния, $R_{\pi/2}$ — коэф. рассеяния под углом 90° к направлению падения излучения.

Наглядное изображение Р. с. даёт *индикатриса* рассеяния (полярная диаграмма), показывающая распределение относит. интенсивности рассеянного света по направлениям (рис. 2). Вид индикатрисы зависит от частоты, поляризации и направления падающего излучения. Обычно используются индикатрисы для излучения, поляризованного в плоскости рассеяния, проходящей через волновые векторы $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ падающего и рассеянного излучений, и поляризованного перпендикулярно этой плоскости.

Рис. 2. Индикатрисы дипольного рассеяния падающего слева неполяризованного (естественного) (*а*) и линейно поляризованного (*б*) света.

Информацию о связи поляризаций и фаз падающей и рассеянной волн даёт матрица рассеяния. Применяются два типа матриц: одни связывают векторные величины — амплитуды падающей и рассеянной волн, другие связывают тензорные величины — *Стокса параметры* или элементы квантовых *матриц плотности* падающего и рассеянного полей. Первые матрицы применяются для описания когерентного рассеяния, вторые — при описании Р. с. частично когерентных световых потоков или потоков с меняющейся степенью когерентности. В случае изотропного Р. с. матрицы рассеяния зависят только от угла между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ — угла рассеяния θ.

Анизотропное Р. с. характеризуется количественной мерой — коэф. деполяризации, к-рый равен $\Delta = I_\perp/I_\parallel$ — отношению интенсивностей взаимно перпендикулярно поляризованных составляющих рассеянного первоначально неполяризованного падающего света ($I_\parallel$ — составляющая рассеянного света, поляризованная вдоль направления падающего, а $I_\perp$ — перпендикулярная к плоскости рассеяния).

Разнообразие и обилие факторов, определяющих характер Р. с., не позволяют единообразно и детально описать все случаи, поэтому условия идеализуют с разной степенью адекватности рассматриваемому случаю. Прежде всего различают Р. с. на отд. частицах и Р. с. в средах, т. к. для описания коллективной природы последнего необходимо использовать дополнит. статистич. методы. При этом бывает существенным учёт взаимодействий между отд. рассеивающими частицами.

Рассеяние света отдельными микрочастицами. Р. с. свободным покоящимся электроном — процесс упругий с высокой точностью. Движущийся электрон рассеиввет свет неупруго: изменение частоты, определяемое (1), зависит от угла рассеяния и скорости v электрона, к-рая при $|v| \ll c$ полагается неизменной. В выражении для сдвига частоты

$$\omega - \omega' = v(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \qquad (4)$$

считается, что длины волновых векторов $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'| = \omega/c$. Классич. теория объясняет эту передачу энергии и импульса при Р. с. *Доплера эффектом*. При $|v| \ll c$ Р. с. на электроне изотропное и без дисперсии (томпсоновское рассеяние света), его сечение равно $\sigma_e = (8\pi/3)r_0^2 = 6{,}65 \cdot 10^{-25}$ см^2, где $r_0 = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона. Индикатриса рассеяния (рис. 2) вперёд такая же, как и назад, но различная для падающего излучения, поляризованного по-разному. При любой поляризации падающего излучения рассеянное под углом 90° излучение всегда линейно поляризовано ($\Delta = 0$).

Р. с. свободными или слабо связанными электронами (*Комптона эффект*) играет большую роль в астрофиз. плазме: оно определяет лучистое давление и процессы переноса в космич. объектах. Р. с. электронами металлов объясняет высокую отражат. способность поверхности металлов.

Р. с. отдельным атомом (связанным электроном) отличается сильной дисперсией рассеяния. В классич. теории дисперсия объясняется зависимостью амплитуды вынужденных колебаний атомного осциллятора от частоты падающего излучения. Свя-

занная с этим поляризуемость атомного осциллятора

$$\alpha = e^2 f/m\left(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega\right), \qquad (5)$$

где f — *сила осциллятора* атомного перехода с резонансной частотой ω_0, а γ — скорость релаксации возбуждения этого перехода. Сечение Р. с. атомом определяется из выражения (2), в к-ром полагается $\boldsymbol{p} = \alpha \boldsymbol{E}_0$, и равно

$$\sigma = 8|\alpha|^2\omega^4/3\pi c^4. \qquad (6)$$

Дисперсия Р. с. на атоме по-разному проявляется в разных диапазонах частот. В нерезонансной области, когда $\omega_0 \gg \omega$, как в большинстве случаев для видимого света, $\sigma \backsim \omega^4$ (закон Рэлея). Эта зависимость играет гл. роль в эффектах окрашивания рассеянного света (начально белого).

Вблизи атомных линий, когда $\omega \simeq \omega_0$, Р. с. наз. резонансным. Макс. сечение в этом случае определяется величиной γ, значение к-рой не может быть меньше скорости радиац. релаксации:

$$\gamma = 2fe^2\omega_0^2/3mc^2. \qquad (7)$$

В этом предельном случае сечение Р. с. не зависит от f и определяется только длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ и близко к $\sigma \approx \lambda_0^2/2$, что гигантски велико ($\sim 10^{-9}$ см^2 для видимого света) по сравнению с сечением нерезонансного рассеяния, имеющего порядок величины $\sigma_0\omega^4/\omega_0^4$. Из-за узости спектральной области резонансного Р. с. оно различно для разных ширин спектра падающего излучения: если последняя уже ширины атомной линии, то в рассеянном излучении повторяется спектр падающего; при обратных условиях спектр рассеянного излучения имеет форму атомной линии. При этом обнаруживаются некогерентность и инерция Р. с. Отмеченные спектральные особенности резонансного Р. с. объясняются острой селективностью взаимодействия света с атомом, связанной с длит. затуханием возбуждения атомного осциллятора.

Р. с. на неподвижном атоме упругое и изотропное. Его индикатриса аналогична рассмотренной. Движение атомов вызывает неупругое Р. с. в соответствии с (4). Р. с. отд. атомами наблюдается в разреженных газах.

При Р. с. отдельными молекулами, в отличие от Р. с. атомами, в спектре рассеяния появляются новые, соседние с несмещённой, линии. Неупругое Р. с. молекулами наз. *комбинационным рассеянием света* (эффектом Рамана). Классич. теория объясняет это рассеяние внутримолекулярным движением, модулирующим электронную поляризуемость молекул, что приводит к появлению спектральных сателлитов возбуждающей гармоники и вместе с этим меняет интенсивность рассеянного света. Интенсивность сателлитов определяется глубиной модуляции поляризуемости и обычно составляет 10^{-6} и менее от интенсивности рэлеевской линии. Причём стоксовы компоненты рассеяния гораздо интенсивнее антистоксовых при темп-рах $T \ll \hbar|\omega - \omega'|/k$. Смещение линий $\Delta\omega = \omega - \omega'$ определяется частотами внутримолекулярных колебаний.

Др. отличие молекулярного Р. с. от атомного связано с анизотропией поляризуемости молекул. Из-за этого и вследствие произвольной ориентации свободных молекул в пространстве свет при рассеянии деполяризуется, а вращение молекул вызывает модуляцию угл. распределения интенсивности рассеяния, что, как и молекулярные колебания, формирует спектр неупругого Р. с. вблизи рэлеевской линии, т. н. её крыло шириной $\Delta\omega/2\pi c = 100 \div 150$ см$^{-1}$ при комнатных темп-рах.

При Р. с. отдельными адсорбированными атомами и молекулами появляются особенности, связанные с влиянием конденсиров. среды на действующее на молекулу поле излучения и с возможностью переноса заряда при его рассеянии и с возможностью переноса заряда при его рассеянии, характере движений между молекулой и средой. Этим, в частности, вызывается сильное увеличение относит. интенсивности комбинационного Р. с. (см. *Гигантское комбинационное рассеяние* света).

Р. с. отдельными макроскопически малыми частицами с произвольными относительно λ размерами порождает широкий класс явлений: радуги, гало, ореолы, расцвечивание дисперсных сред и др. Этот тип Р. с., называемый *Тиндаля эффектом*, описывается полностью в рамках классич. теории, часто с использованием приближённых методов теории *дифракции* света.

Если поле падающего излучения мало искажается рассеянием, то описание рассеяния относительно просто. Эти случаи возможны, когда диэлектрич. проницаемости ε рассеивающих частиц и окружающей среды близки и частицы не слишком велики либо когда частицы малы по сравнению с λ. В первом случае поле рассеянного света рассчитывается суммированием полей элементарных диполей с учётом (3) и их интерференции. Этот метод даёт качественно правильные результаты, в частности в расчётах Р. с. большими молекулами, звенья цепи к-рых рассматривают как элементарные диполи.

Если размер частицы $< \lambda/10\sqrt{|\varepsilon|}$, то она рассеивает как электрич. диполь, наведённый момент к-рого $\boldsymbol{p} = \hat{\alpha}\boldsymbol{E}_0$, где $\hat{\alpha}$ — тензор поляризуемости, пропорциональный объёму частицы, а зависимость $\hat{\alpha}$ от ε вещества частицы определяется её формой. Так, для сферич. частиц из оптически изотропного материала с радиусом $a < \lambda/20\sqrt{\varepsilon}$ сечение Р. с. даётся формулой Рэлея:

$$\sigma = (4\pi/3)2|\beta|^2 a^6\omega^4/c^4, \qquad (8)$$

где $\beta = 3(\varepsilon - 1)/4\pi(\varepsilon + 2)$. Существенно, что частотная зависимость Р. с. в этом случае определяется двумя величинами — ω^4 и $\beta(\omega)$. Это Р. с. имеет рассмотренную выше индикатрису.

Если радиус a частицы велик и при этом $\lambda \gg a > \lambda/\sqrt{|\varepsilon|}$, то падающее излучение индуцирует мультипольные моменты и дипольное приближение становится неприменимым. В предельном случае $\lambda \gg a \gg \lambda/\sqrt{|\varepsilon|}$ (напр., при рассеянии ИК-излучения на металлич. частицах) индуцированные электрич. и магн. диполи одинаковы по величине. В этом случае сечение

$$\sigma = 10\pi a^6\omega^4/3c^4 \qquad (9)$$

качественно подобно рэлеевскому (8), но индикатриса этого Р. с. иная: свет рассеивается в осн. назад, а интенсивность света, рассеянного вперёд, составляет от него только $^1/_9$.

Описание Р. с. малыми частицами произвольных форм, размеров и диэлектрич. свойств математически трудно. Однако характерные закономерности рассеяния были установлены численно из строгой теории Р. с. на шаровых частицах — т. н. теории Ми.

В этой теории два параметра: приведённый радиус частицы $ka = \omega a/c$ и $\sqrt{\varepsilon} = n$ — комплексный показатель преломления среды частицы. При $ka \ll 1$ и небольшом различии показателей преломления среды частицы и окружения рассеяние описывается ф-лами (2) и (8). Сечение имеет неск. максимумов в зависимости от радиуса. При $ka > 1$ сечение немонотонно зависит от ka (рис. 3), при этом величины максимумов σ зависят от n. Когда $n \simeq 1$, первый максимум появляется при $ka = 2/(n - 1)$ и может достигать $\sigma = 4\pi a^2$. Для полностью «отражающих» частиц ($|n| \to \infty$) первое макс. значение $\sigma = 2{,}3\ \pi a^2$ появляется при $ka = 1{,}2$. В случае, когда $ka < 1$, но $nka \gg 1$, максимумы

σ появляются при $nka = j\pi$ (где $j \sim$ целое число и n — вещественно) и достигают значений $\sigma = 6\pi a^2$ (резонансы Ми).

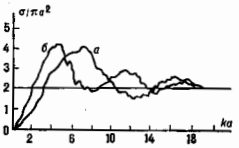


Рис. 3. Зависимость полного сечения рассеяния от радиуса a шаровой частицы и длины волны падающего света ($k = 2\pi/\lambda$) для вещества с $n = 1{,}33$ (вода) ($а$) и $n = 1{,}5$ ($б$).

С ростом ka при произвольных n вариации σ уменьшаются и $\sigma \to 2\pi a^2$. Это отличие предельного σ от площади геом. тени πa^2 объясняется дифракцией, из-за к-рой на больших расстояниях от частицы граница тени широко размыта.

Индикатриса рассеяния по мере роста ka становится не симметричной (рис. 4), а вытягивается вперёд. Немонотонность угл. распределения при $ka \gg 1$ появляется, начиная с $ka > \pi$. Угл. распределение быстро и остро меняется по направлениям и в зависимости от ka (индикатрисный эффект Ми). Так же резко меняется поляризация рассеянного света.

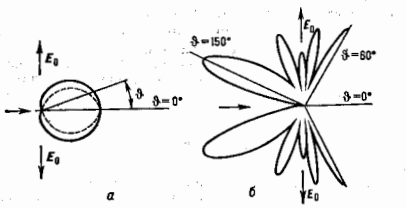


Рис. 4. Индикатрисы рассеяния линейно поляризованного света диэлектрическим шаром с $n = 1{,}25$ при $ka = 1{,}6$ ($а$) и $ka = 8$ ($б$). Сплошные линии соответствуют поляризации, перпендикулярной плоскости рассеяния, пунктирная — поляризации в плоскости рассеяния.

При $ka \gg 1$ Р. с. диэлектрич. частицами удовлетворительно описываются геом. оптикой с учётом интерференции лучей, падающих и иоследовательно отражённых и преломлённых на границах частиц. Так, без тонкой структуры (напр., «рябь» на рис. 3) описываются радуги раал. порядков, ореолы и др. явления. Эффекты окрашивания рассеянного света (изначально падающего — белого) объясняются при этом особенностями зависимости угл. распределения. Тонкая структура объясняется эффектами краевой дифракции, в частности «рябь» — интерференцией между волной, дифрагирующей на краю, и поверхностной волной, огибающей частицу.

Рассеяние света в средах. Практически всегда наблюдается Р. с. объектами с большим числом атомных частиц. Картина рассеяния создаётся в результате интерференции излучений вторичных волн отдельными атомными частицами. Из-за большого их числа образуется мелкомасштабное пространственное распределение интенсивности рассеянного света. Практически эта тонкая структура рассеяния никогда не регистрируется, а усредняется, т. к. апертура регистрирующих устройств намного превосходит масштабы структуры. Поэтому Р. с. в средах описывается статистич. методами в форме усреднения по реализациям расположений рассеивающих атомных частиц.

В протяжённых и оптически плотных средах, кроме интерференции, существен др. коллективный эффект — взаимное облучение частиц рассеянным излучением, называемое многократным Р. с. В гипотетической идеально однородной безграничной среде происходит полное интерференц. гашение излучения, рассеянного во всех направлениях всеми элементами среды, за исключением направления распространения падающей волны. Вместе с последней рассеянное излучение образует результирующее, распространяющееся как падающее со скоростью $< c$, определяемой показателем преломления среды. Эти утверждения, называемые теоремой Эвальда — Озеена, справедливы для однородных сред при произвольной многократности Р. с. В ограниченной однородной среде Р. с., включая многократное, проявляется в виде граничных *отражения света* и *преломления света* и описывается соответствующими законами Снелля и Френеля.

Для неоднородной среды понятие многократного Р. с. связывается с взаимным облучением частей среды, вызванным только её неоднородностью. Часто в качестве характеристики кратности Р. с. в среде без поглощения принимают *оптическую толщину*. Явления Р. с. в оптически толстых средах наиб. сложные для описания.

Принято разделять случаи Р. с. макроскопич. и микроскопич. неоднородностями. С первыми связывают Р. с. в разл. дисперсных средах и на шероховатых поверхностях; ко вторым относят Р. с. в макроскопически однородных средах, неоднородность к-рых вызвана флуктуациями.

Рассеяние света макроскопич. неоднородностями — обычно многократное рассеяние в дисперсных средах. В оптически тонких дисперсных средах характер Р. с. определяется усреднёнными индивидуальными свойствами отд. частиц: размерами, формами, отличием их показателей преломлений от показаателя преломления окружающей среды и т. д. Р. с. в оптически толстых дисперсных средах описываются ур-ниями переноса плотности некогерентного излучения (см. *Перенос излучения*), для решения к-рых разработаны спец. численные методы.

Особый случай Р. с. макроскопич. неоднородностями представляет рассеяние шероховатыми поверхностями, масштаб рельефа поверхности к-рых сравним с λ (см. *Рассеяние волн на случайной поверхности*). Угл. спектр рассеянного излучения состоит из зеркально отражённой и диффузной составляющих. Угл. распределение диффузной составляющей излучения определяется пространственным спектром рельефа поверхности, видимого под углом падения. При скользящих углах падения угл. спектр рассеяния сужается, что проявляется в характерном блеске поверхности, рассматриваемой под малыми углами. При многократном Р. с. на шероховатой поверхности диффузная составляющая становится почти изотропной, а зеркальная — исчезает. В этом случае поверхность выглядит матовой.

Молекулярное рассеяние света — рассеяние в макроскопически однородных средах на микроскопич. неоднородностях — спонтанно появляющихся и исчезающих флуктуациях термодинамич. параметров среды: плотности, темп-ры и т. п. При этом оптич. неоднородность изотропной среды определяется неоднородностью диалектрич. проницаемости $\varepsilon(r, t)$, в к-рой есть регулярная составляющая $\bar{\varepsilon}$ и стохастическая $\tilde{\varepsilon}(r, t) = \varepsilon(r, t) - \bar{\varepsilon}$, связанная с флуктуациями термодинамич. параметров среды. Т. к. даже в оптически изотропной среде, в к-рой $\bar{\varepsilon}$ — скалярная величина, возможны флуктуации анизотропии, то $\tilde{\varepsilon}(r, t)$ — величина тензорная.

Р. с. на диалектрич. неоднородностях в оптически тонких средах определяется пространственно-временным спектром корреляторов $\langle \tilde{\varepsilon}(r_1, t_1)\tilde{\varepsilon}(r_2, t_2) \rangle$, в к-ром усреднение $\langle \ldots \rangle$ проводится по всему ансамблю реализаций состояний среды. В однородной по пространству и во времени среде этот коррелятор зависит только от $|r_2 - r_1|$ и от $|t_2 - t_1|$ и характеризуется

величиной неоднородности $\langle\tilde{\varepsilon}^2\rangle$, её протяжённостью l_c и временем жизни τ_c, значениями, при к-рых корреляторстановится пренебрежимо малым, когда $|r_2-r_1|>l_c$ и $|t_2-t_1|>\tau_c$. Величина l_c определяет размер когерентно рассеивающей области или мин. расстояние между точками, фазы вторичных волн из к-рых можно считать статистически независимыми. Аналогичный смысл для временной области имеет характеристика τ_c. Пространственная и временная зависимости корреляторa определяют соответственно спектральные угловые и частотные характеристики Р. с.

Метод описания Р. с. в средах в терминах флуктуаций диэлектрич. проницаемости правильный только условно. Некорректность его связана с тем, что диэлектрич. проницаемость — это усреднённая характеристика среды, и о её пространственно-временных вариациях можно говорить определённо лишь когда их масштабы велики по сравнению с l_c и τ_c. Однако в большинстве случаев при описании Р. с. это соотношение выполняется. Корректный метод описания Р. с. в среде основывается на понятии микроскопич. поляризуемости и кинетич. ур-ниях.

В разл. агрегатных состояниях характер флуктуаций различный, и в соответствии с этим различается Р. с. в них. В разреженных газах $\varepsilon=1+4\pi\alpha\rho$, где $1/\rho$ — объём, приходящийся на одну молекулу, а α — её поляризуемость. Флуктуации $\tilde{\varepsilon}$ определяются флуктуациями $\tilde{\rho}$. Пространственное взаимное положение частиц в газе статистически независимо, поэтому длину корреляции l_c можно считать нулевой. Это означает, что фаза волны, рассеянной отд. частицей, не связана с остальными и интерференц. эффекты несущественны. Поэтому интенсивность рассеянного света равна сумме интенсивностей полей, рассеянных отд. молекулами. Если молекулы оптически анизотропны, то интенсивность рассеяния на каждой зависит от её ориентации относительно вектора поляризации падающего света. Поэтому, как и в случае отд. молекул, картина Р. с. в среде зависит от его поляризации. Рассеяние неполяризованного падающего излучения описывается коэф. рассеяния

$$R_{\pi/2}=\frac{2\pi^2}{\lambda^4}\rho(n-1)^2\frac{6+6\Delta}{6-7\Delta}, \qquad (10)$$

в к-ром последний множитель определяет влияние анизотропии; для газа изотропных молекул он равен единице. Обычно $\Delta<0{,}1$ и растёт с увеличением плотности.

Рэлеевская линия рассеянного в газе света уширена из-за связанного с движением частиц доплеровского эффекта. Уширение зависит от угла рассеяния θ и, согласно (4), его величина порядка $\Delta\omega\sim\omega(v/c)\sin\theta/2$, где v — средняя тепловая скорость молекул. Следует отметить, что спектр рассеянного вперёд света не уширен, а ширина спектра, рассеянного назад,— порядка доплеровской ширины атомной линии поглощения.

Резонансное Р. с. в газах обычно сопровождается *пленением излучения*. При этом происходят пространственные и спектральные преобразования излучения, приводящие, в частности, к явлению самообращения *спектральных линий* в рассеянном свете.

В жидкостях Р. с. в пересчёте на одну молекулу на один-два порядка меньше, чем в газах. Это объясняется меньшей сжимаемостью жидкостей и связанной с этим меньшей величиной флуктуаций ρ, к-рая, как и в газах, в осн. определяет флуктуации ε. С флуктуациями T обычно связано менее 1% рассеяния, т. к. движение молекул мало влияет на их поляризуемость. Протяжённость флуктуаций l_c в жидкости порядка неск. межмолекулярных расстояний, что гораздо меньше λ. Поэтому можно считать, что фазы волн, рассеянных каждым элементом объёма жидкости, независимы (как и в газе), но, в отличие от последнего, флуктуации числа рассеивающих молекул в этих объёмах не подчиняются закону Пуассона. Флуктуации ρ в жидкостях в термодинамически равновесных условиях вызывают малые флуктуации диэлектрич. проницаемости, в этих условиях коэф. рассеяния неполяризов. излучения равен

$$R_{\pi/2}=\frac{\pi^2}{2\lambda^4}kT\beta_T(\rho\partial\varepsilon/\partial\rho)^2\frac{6+6\Delta}{6-7\Delta}, \qquad (11)$$

где $\beta_T=(\partial\ln\rho/\partial p)_T$ — изотермич. сжимаемость.

Зависимость $\varepsilon(\rho)$ даётся разл. модельными теориями ср. поля, однако ни каждая из них даёт результаты, согласующиеся с экспериментом. Напр., использование в (11) зависимости $\varepsilon(\rho)$ в виде *Клаузиуса — Моссотти формулы* не даёт согласия теории с экспериментом; наилучшее согласие с опытными данными получается для выражения

$$\rho\partial\varepsilon/\partial\rho=3\varepsilon(\varepsilon-1)/(2\varepsilon+1). \qquad (12)$$

В жидкостях, в отличие от газов, движение частиц более сложное, и в нём выражен коллективный характер. Это определяет особенности временной эволюции флуктуаций и проявляется в спектрах неупругого (т. н. квазиупругого) Р. с. в жидкостях. Наиб. интенсивно Р. с. происходит на больших флуктуациях, затухание к-рых мало, напр. на упругих волнах, вызывающих соответствующую неоднородность показателя преломления (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Это процесс неупругий, происходящий с изменением частоты света: в результате рассеяния монохроматич. излучения получается спектр, состоящий из несмещённой рэлеевской линии и дублета линий-сателлитов, симметрично удалённых от рэлеевской на величину $\Delta\omega$, зависящую от скорости v упругой волны и угла рассеяния θ:

$$\Delta\omega=\omega-\omega'=\pm2\omega(v/c)\sin\theta/2. \qquad (13)$$

В спектрах Р. с. в жидкостях выделяют близкую к рэлеевской линии область ($\Delta\omega/c<1$ см$^{-1}$) тонкой структуры, область крыла рэлеевской линии (до 100—150 см$^{-1}$) и далёкую область, спектр к-рой определяется внутримолекулярными движениями.

Тонкая структура, имеющая вид спектрального триплета (рис. 5), объясняется двумя типами коллективных

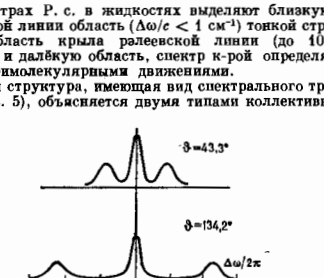


Рис. 5. Спектры рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (тонкая структура рэлеевской линии) в CCl_4 для разных углов рассеяния.

движений: изоэнтропийными флуктуациями давления (звуком), к-рые вызывают в спектре дублет Мандельштама — Бриллюэна, и изобарич. флуктуациями, с к-рыми связана центр. компонента. Отношение интенсивности последней к сумме боковых определяется с хорошей точностью соотношением Ландау — Плачека $I_T/I_B=(c_p-c_V)/c_p$, в к-ром c_p и c_V — изобарич. и изохорич. теплоёмкости соответственно. Для большинства жидкостей интенсивности всех компонент близки по величине, за исключением воды, в спектре тонкой структуры к-рой центр. компонента сильно подавлена при комнатной темп-ре и ниже. Это свидетельствует о квазикристаллич. структуре воды. Формы компонент триплета близки к дисперсионным (лоренцевым контурам), и их ширины $\Gamma\sim\lambda^{-2}\sin^2\theta/2$ пропорциональны скоростям затухания соответствующих флуктуаций

и связаны с дисперсией скорости гиперзвука в жидкости, т. к. наблюдаемое Р. с. происходит на колебаниях среды с частотами $\Delta\omega/c \sim 10^{10}$ Гц в области, где существенно меняется затухание флуктуаций.

В плотных газах, но при длине свободного пробега молекул $l > \lambda$ одночастичные и коллективные флуктуации плотности влияют на форму спектра в зависимости от угла рассеяния. Если $\sin\theta/2 \gg \lambda/l$, то линия имеет гауссову форму, как и в разреженных газах, с шириной, определяемой эффектом Доплера. При $\sin\theta/2 \simeq \lambda/2l$ начинает формироваться триплет, к-рый при $\sin\theta/2 \ll \lambda/l$ становится таким, как в жидкостях.

При переходе от газа к жидкости в окрестности *критической точки* пар — жидкость характер Р. с. меняется: сильно увеличиваются интенсивность рассеяния и центр. компонента тонкой структуры спектра, индикатриса вытягивается вперёд, меняется закон дисперсии. Это явление Р. с.— *опалесценция критическая* — бывает обычно многократным рассеянием, что проявляется в характерной для опалесценции мутности.

Особенности Р. с. вблизи критич. точки (*критическое* Р. с.) объясняются ростом флуктуаций плотности и увеличением их размера l_c. Так, теория Орнштейна — Цернике даёт выражение для коэф. рассеяния на изотропных молекулах в плоскости, перпендикулярной плоскости колебаний падающей волны:

$$R_\theta = 2R_{\pi/2}[1+\bar{v}\rho\beta_T l_c\lambda^{-2}(4\pi\sin\theta/2)^2]^{-1}, \qquad (14)$$

где $R_{\pi/2}$ определено выражением (10) с $\Delta = 0$. В критич. точке $\beta_T \to \infty$ и интенсивность рассеяния определяет $R_\theta \propto \lambda^{-2}\sin^{-2}\theta/2$, что показывает характер острого рассеяния вперёд и дисперсию, отличную от рэлеевской. Область, в к-рой проявляется критич. Р. с., занимает интервал $\simeq 1$К около критич. точки. В ближайшей её окрестности Р. с. описывается теорией *критических показателей*, по к-рой коэф. рассеяния $R_\theta \propto (1 + \cos^2\theta)(\lambda\sin\theta/2)^{-1,96}$.

Р. с. в растворах вызывается не только флуктуациями плотности, но и флуктуациями концентрации. Закономерности этого Р. с. аналогичны тем, что получаются для чистых жидкостей, включая *критические явления* в окрестности точек расслоения и осаждения. Особенности критич. Р. с. в этих случаях связаны с образованием развитой поверхности раздела фаз, что сближает их с Р. с. на шероховатых поверхностях. Ввиду конечности значения β_T вблизи точек расслоения и осаждения критич. явления в растворах менее подвержены влиянию внеш. сил (в частности, гравитационных), чем системы пар — жидкость, и это делает растворы удобными системами для изучения критич. Р. с.

Критическое Р. с. наблюдается и в др. системах: растворах полимеров, жидких кристаллах, твёрдых телах и др., в к-рых при фазовых переходах резко возрастают флуктуации поляризации сред.

Р. с. в твёрдых телах существенно отличается от Р. с. в жидкостях или растворах, что связано с большим разнообразием слабозатухающих флуктуаций в виде упругих волн. В аморфном твёрдом теле могут распространяться два типа звуковых волн с разными скоростями: продольные, как в жидкости, и поперечные. С ними связаны два дублета в тонкой структуре рэлеевской линии, а центр. компонента спектра рэлеевской линии, обусловленная беспорядочным расположением молекул в аморфной среде, очень узка из-за медленной (вследствие диффузии) эволюции беспорядка. В спектрах Р. с. в кристаллах центр. компонента практически исчезает, а общее число компонент тонкой структуры определяется симметрией кристалла и условиями рассеяния: углами падения и рассеяния, поляризациями падающей и рассеянной волн. В анизотропном кристалле максимально возможное число компонент тонкой структуры 24: одна продольная и две поперечные упругие волны порождают 3 дублета, в к-рых каждая линия расщепляется в общем случае на 4 компоненты вследствие зависимости скоростей распространения падающей и рассеянной волн от их поляризации. При этом, чем симметричнее условия рассеяния и выше симметрия кристалла, тем меньше компонент обнаруживается в спектре.

Кроме упругих волн — акустич. фононов — в твёрдом теле есть и др. слабозатухающие коллективные движения — *квазичастицы*: плазмоны, экситоны, оптич. фононы и др., характеризуемые законом дисперсии $\mathscr{E}(p)$ и временем жизни. Когда число квазичастиц велико, Р. с. описывается классически, как результат модуляции показателя преломления среды соответствующими движениями в ней.

В квазичастичном описании Р. с. трактуется как соударение фотона с квазичастицей (рис. 1), если она имеется в нач. состоянии среды $|M\rangle$, или как рождение квазичастиц, если $|M\rangle$ — их вакуумное состояние. Если Р. с. связано в осн. с рождением квазичастиц, то спектры рассеяния несимметричны относительно рэлеевской линии: доминирует, как и при комбинационном Р. с. на молекулах, стоксова компонента. Такая картина наблюдается и вблизи рэлеевской линии при понижении темп-ры.

Ещё одна особенность Р. с. в твёрдых телах связана с сильным взаимодействием квазичастиц, что усложняет спектры неупругого Р. с.

Эксперим. исследование Р. с. в прозрачных средах на слабых флуктуациях и выявление тонких особенностей спектров рассеяния затруднительно. Создание лазеров и совершенствование техники регистрации слабых световых потоков заметно уменьшили эти трудности, позволили наблюдать новые явления в Р. с.

Рассмотренные выше типы Р. с. относились к излучениям малой интенсивности, недостаточной для заметного изменения состояния системы, на к-рой происходит рассеяние. При рассеянии мощного излучения обнаруживаются новые эффекты. Так, напр., при резонансном рассеянии высокоинтенсивного монохроматич. света на атоме (наиб. благоприятном для реализации эффектов сильного поля) спектр рассеяния при насыщении атомного перехода становится триплетом, что объясняется модуляцией рассеяния колебаниями атомной заселённости, вызываемыми падающим излучением.

При рассеянии интенсивного излучения в среде спонтанные процессы Р. с. могут усилиться стимуляцией излучением (индуцированное излучение). С таким *вынужденным рассеянием света* связан широкий круг явлений; напр., на вынужденном Р. с. основана работа *комбинационного лазера*. Если Р. с. стимулируется фотонами, рождёнными в среде в процессе рассеяния, то говорят о вынужденном пассивном рассеянии. Если Р. с. стимулировано внеш. излучением, то его наз. активным вынужденным Р. с. (см. *Активная лазерная спектроскопия* комбинационного рассеяния, *Нелинейная оптика*).

С классич. позиций, вынужденные процессы вызываются совм. раскачиванием падающей и рассеянной волнами когерентных колебаний в среде, модулирующих её оптич. характеристики.

Лазерная техника дала возможность довести спектральное разрешение излучения до 10^{-4} см$^{-1}$. Это позволило изучать Р. с. от медленно движущихся частиц с целью установления их распределения по скоростям (доплеровская лазерная анемометрия) и разрешить тонкие особенности спектров рассеяния с помощью спец. разработанных методов оптич. гомодинирования и гетеродинирования (см. *Детектирование света*). Отличие этих методов от традиционных состоит в анализе не частотных спектров рассеянного поля, а спектров его интенсивности. Этот вариант нелинейной спектроскопии Р. с. даёт возможность исследовать высшие корреляторы поля (см. *Квантовая оптика*), что представляет большой интерес, т. к. статистика рассеянного излучения несёт информацию о строении веществ и процессах, происходящих в них.

Возможность сделать объём области рассеяния малым, но достаточно освещённым для наблюдений позволяет исследовать пространственные распределения частиц по статистике рассеянного света.

Явления Р. с. широко используются при разл. физ., хим., биол. исследованиях. Спектры Р. с. позволяют определять молекулярные и атомные характеристики веществ, в ряде случаев эти спектры служат единств. источником информации о запрещённых переходах в молекулах. Р. с. широко используется для определения размеров, а иногда и форм мелких частиц, что важно для исследований атм. оптики и при лаб. исследованиях дисперсных систем. Вынужденные процессы Р. с. применяются в активной спектроскопии Р. с. и в лазерных системах для перестраивания частоты.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.— Л., 1951; Вольькенштейн М. В., Молекулярная оптика, М.— Л., 1951; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Иванов А. П., Оптика рассеивающих сред, Минск, 1969; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Эскин В. Е., Рассеяние света растворами полимеров, М., 1973; Вукс М. Ф., Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах, Л., 1977; Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980; Рассеяние света в твердых телах, под ред. М. Кардоны, Г. Гюнтеродта, пер. с англ., в. 1—4 М., 1979—86. *С. Г. Пржибельский,*

РАССЕЯНИЯ СВЕТА КОЭФФИЦИЕНТ — безразмерное отношение *потока излучения*, рассеиваемого данным телом, к падающему на него потоку излучения. См. также *Рассеяние света.*

РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПОКАЗАТЕЛЬ — величина, обратная расстоянию, на к-ром *поток излучения* в виде параллельного пучка лучей ослабляется за счёт рассеяния света в среде в 10 (десятичный Р. с. п.) или в e (натуральный Р. с. п.) раз. Р. с. п. существенно зависит от длины волны света λ (частоты ν) рассеиваемого оптич. излучения.

РАССЕЯННЫЕ ЗВЁЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — *звёздные скопления*, населяющие диск *Галактики*. Звёзды Р. з. с. связаны общностью происхождения и имеют практически одинаковый возраст (10^6—10^9 лет) и хим. состав (близкое к солнечному содержание тяжёлых хим. элементов). Вследствие сравнительно небольшой массы Р. з. с. скорости хаотич. движений звёзд в них очень малы (доли км/с), что облегчает выделение членов скопления по *лучевым скоростям* и собств. движениями (угл. смещению звёзд на небесной сфере) на плотном фоне окружающих скопление звёзд.

Изучение Р. з. с. важно для понимания происхождения и эволюции Галактики, потому что мн. характеристики (расстояние от Солнца, возраст и др.) определяются для Р. з. с. гораздо точнее, чем для звёзд галактич. поля. Возраст Р. з. с. определяется по цвету и абс. *звёздной величине* звёзд, расположенных вблизи точки поворота гл. последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (см. рис. 4 в ст. *Герцшпрунга — Рассела диаграмма*): чем слабее эти звёзды, тем больше возраст, т. к. скорость *эволюции звёзд* уменьшается с уменьшением их массы. Массивные звёзды в старых скоплениях давно ушли с гл. последовательности. Путём совмещения участков гл. последовательностей Р. з. с. близкого возраста определяется разность блеска звёзд одинаковой светимости и вычисляется относит. расстояние.

Расстояния до Р. з. с. задают галактич. *расстояний шкалу*. Особая роль в создании шкалы расстояний отводится известному Р. з. с. Гиады. Гиады принадлежат к числу т. н. движущихся скоплений с хорошо заметным радиантом (точкой на небесной сфере, куда направлены векторы видимых скоростей отд. звёзд). Для Р. з. с. с радиантом расстояние вычисляется с очень высокой точностью (2—3%), поэтому Гиады являются своеобразным «маяком», лежащим в основе определения всех галактич. (и даже внегалактич.) расстояний.

Молодые Р. з. с. (возраст 10^6—10^7 лет), населяющие диск в пределах 200 пк от плоскости Галактики, хорошо обрисовывают в окрестности Солнца отрезки спиральных рукавов Галактики, где и в настоящее время идёт интенсивное *звёздообразование*. Как правило, эти скопления не встречаются поодиночке и образуют группы, содержащие 2 и более скоплений. Такое распределение молодых Р. з. с. объясняется их совместным происхождением в звёздных комплексах, содержащих, помимо молодых скоплений и ассоциаций и ярких молодых звёзд, гигантские молекулярные облака и нейтральный водород. Своим мощным гравитац. полем звёздные комплексы ускоряют динамич. эволюцию и распад Р. з. с. Более старые Р. з. с. (образовавшиеся неск. млрд. лет назад) встречаются на расстояниях до 600 пк от плоскости Галактики, где они проводят заметную часть своей жизни.

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.*

РАССЛОЕНИЕ (расслоённое пространство) — одна из фундам. структур, изучаемых в *топологии*. В совр. физике, гл. обр. в теории элементарных частиц, концепция Р. и ассоциированных с ним матем. структур (связность и т. п.) является наиб. адекватным языком для исследования нетривиальной топологии, возникающей при попытках описания взаимодействия между пространственными и внутренними степенями свободы физ. системы. Этот язык оказался полезным уже в простейших случаях, напр. в электродинамике, где нетривиальность топологии проявляется, в частности, в *Аронова — Бома эффекте*. В неабелевых теориях *калибровочных полей* (типа *Янга — Миллса полей*) язык Р. вообще представляется единственно возможным при любых попытках выйти за рамки *возмущений теории*.

Расслоение $\xi = (E, p, F, B)$ — составной объект, включающий следующие элементы: пространство E — пространство Р.; пространство B — базу Р.; непрерывное отображение (проекцию) $p\colon E \to B$; пространство F — слой отображения. Над каждой точкой $x \in B$ можно определить полный прообраз $F_x = p^{-1}(x) \subset E$. Множество F_x наз. слоем над точкой x. Слои над разл. точками должны быть гомеоморфными друг другу. Т. о., понятие слоя определено независимо от точек базы B. Размерностью Р. наз. размерность слоя F.

Локально Р. устроено как прямое произведение $B \times F$, т. е. для каждой точки $x \in B$ должны существовать окрестность V, $x \in V \subset B$ и гомеоморфизм φ, так что

$$\varphi\colon V \times F \to p^{-1}(V),$$

$$p\varphi(x', y) = x',\ x' \in V,\ y \in F.$$

В Р. можно определить обратное к p непрерывное отображение $s\colon B \to E$, такое, что $ps(x) = x$ для любой точки $x \in B$. Отображение s наз. сечением в Р. пространства E. Сечением прямого произведения $B \times F$ служат графики ф-ций $B \to F$, $(x, s(x))$.

Наиб. интересные и важные в приложениях примеры связаны с Р., у к-рых в слое определ. образом действует *группа* G преобразований (гомеоморфизмов) слоя F. Группа G наз. структурной группой Р. Классич. пример нетривиального (отличного от прямого произведения) Р. является лист Мёбиуса m^1. Базой Р. m^1 служит окружность S^1, а слоем F — единичный отрезок I. В слое F действует циклич. группа Z_2. Действие $G = Z_2$ задаётся в виде

$$g\colon y = e^{i\pi}y,\ ey = y,\ g \neq e,\ y \in F,\ g \in Z_2. \qquad (1)$$

Нетривиальное действие (1) группы Z_2 в слое F листа Мёбиуса определяет глобальное отличие Р. m^1 от тривиального (прямого произведения) Р. $\eta = S^1 \times I$ (цилиндра), где действие группы Z_2 тривиально (тождественно).

Интуитивно Р. можно представить как объединение слоёв $p^{-1}(x)$, $x \in B$, параметризованных точками базы и «склеенных» под действием группы преобразований слоёв G (или более общо — топологией пространства E). Если действие G тривиально, то получаем тривиальное Р.

Можно выделить два наиб. важных класса Р.

Векторные расслоения. Векторными Р. наз. Р. ξ^n, у к-рых слой есть *векторное пространство* Q, а группа G действует как подгруппа $GL(n, Q)$ группы всех линейных преобразований Q. Наиб. существ. примерами являются вещественные Р., $Q = R^n$, $G = O(n) \subset GL(n, R)$, и комплексные Р., $Q = \mathbf{C}^n$, $G = U(n) \subset GL(n, \mathbf{C})$. На векторных Р. вводятся алгебраич. операции, характерные для векторных пространств,— тензорное произведение Р. и операция сложения, требующая более тонких рассмотрений и называемая в теории Р. операцией Уитни.

Пример. Множество всех касательных векторов к двумерной поверхности M^2 образует двумерное векторное Р. (касательное Р.) $\xi^2 = TM^2$. Векторное поле на M^2 определяет сечение в Р. TM^2. Классич. теорема Пуанкаре утверждает, что единственное замкнутое многообразие M^2, допускающее гладкое касательное поле без особенностей на M^2, — тор T^2. Нетрудно доказать, что теорема Пуанкаре включает следующее утверждение: только касательное Р. к T^2 есть прямое произведение.

Главные расслоения. Р. ξ наз. главным, если слой Р. совпадает с группой G.

Пример. Рассмотрим тройку $\xi = (G, H, G/H)$. Здесь G — группа Ли, H — замкнутая подгруппа, G/H — фактор-пространство. Можно показать, что ξ является Р. с базой G/H, слоем H и пространством Р. G,

$$p{:}G \xrightarrow{H} G/H.$$

В частности, если $G = SO(n)$, а $H = SO(n-1)$, то $G/H = S^{n-1}$.

Р. можно построить и в более общем случае $G \supset H \supset H_1$. Здесь H и H_1 — замкнутые подгруппы в G и H соответственно. Тройка $(G/H_0, H_1/H_0, G/H)$ является Р. (H_0 — наиб. нормальный делитель группы H, принадлежащий H_1). Наиб. важный пример Р. этого типа:

$$SO(n-k) \longrightarrow SO(n)/SO(n-k).$$

Это Р. наз. пучком сфер. Базой является пространство ортонормированных k-реперов в n-мерном пространстве Штифеля. Аналогично можно рассмотреть Р. с базой комплексного пространства Штифеля: $SU(n)/SU(n-k)$.

Р. с дискретным слоем F наз. накрытием. Напр., вещественная прямая R^1 служит накрытием над окружностью S^1, $R^1 \to S^1$, слой $F = Z$.

Расслоение Хопфа. Классич. расслоение Хопфа задаётся отображением $p : S^3 \to S^2$, а слой $F = G = S^1$. Определим S^3 как множество пар комплексных чисел (z_1, z_2) с условием $|z_1|^2 + |z_2|^2 = 1$. Поставим в соответствие паре (z_1, z_2) число $w = z_1/z_2$. Если $z_2 = 0$, то положим $w = \infty$. Множество $\{w\}$ образует пополненную бесконечно удалённой точкой комплексную плоскость $\mathbf{C} \cup \infty \sim S^2$. Т. к. точки (z_1', z_2') = $(\exp(i\varphi)z_1, \exp(i\varphi)z_2)$ и (z_1, z_2) отображаются в одну и ту же точку w, то слой $F = S^1$. С классич. расслоением Хопфа и его обобщениями связаны фундам. достижения в математике. Напр., доказано, что существование только четырёх алгебр с делением эквивалентно утверждению о существовании только четырёх главных Р. вида $S^n \xrightarrow{G} S^k : S^1 \to S^1$, $S^3 \xrightarrow{S^1} S^2$, $S^7 \xrightarrow{S^3} S^4$, $S^{15} \xrightarrow{S^7} S^8$. В физике расслоение Хопфа возникает при описании монополя Дирака.

В топологии разработаны спец. конструкции, позволяющие детально изучать глобальные характеристики расслоённых пространств. Осн. аппаратом является теория характеристич. классов.

Расслоение в физике. Теория Р. находит применение в ряде разделов теории поля, теории конденсиров. сред и гравитации. Наиб. интересны применения теории Р. в теории калибровочных полей, где Р. являются геом. конструкцией, адекватной идее калибровочного поля; точнее, калибровочное поле есть *связность* в главном Р. со структурной группой G, определяющей калибровочные преобразования. Напр., в классич. электродинамике группа $G \sim U(1)$, а в теории Янга — Миллса G — полупростая группа Ли ($G = SO(2)$, $SU(2) \times U(1)$ и т. п.).

Фундам. вопросы теории калибровочных полей допускают геом. формулировку. Напр., согласно физ. принципу относительности, реальной физ. конфигурации отвечает класс калибровочно эквивалентных конфигураций. Условие выбора однозначного представителя в каждом классе эквивалентных конфигураций, необходимое при вычислении континуальных интегралов, эквивалентно построению сечения в соответствующем Р. Можно показать, что локально такие сечения всегда существуют. Однако глобальных сечений (калибровок) построить нельзя. Этот важный результат (грибовские неоднозначности) следует из чисто топологич. рассмотрений [теорема И. М. Зингера (I. M. Singer)]. При доказательстве теоремы Зингера используется техника бесконечномерных Р.

Ряд важных физ. явлений допускает геом. интерпретацию, использующую понятие редукции Р. Напр., теорию Максвелла рассматривают над физ. пространством Минковского — M^4. Поля Максвелла определены над топологически тривиальным (стягиваемым) пространством. Если же включить в теорию *магнитные монополи* (частицы с магн. зарядом, заданные в фиксиров. точках пространства M^4), то получим поля Максвелла над нестягиваемым пространством, напр. над S^2 (при наличии одного монополя). Др. пример редукции Р. связан с возможностью построения спец. классов полей и тем самым ур-ний на *многообразиях*. Многообразие наз. спинорным (обладает спинорной структурой), если структурная группа его касательного Р. может быть редуцирована от группы $SO(n)$ к $Spin(n)$. Необходимым и достаточным условием этого является обращение в нуль топологич. инварианта (характеристич. класса), т. н. 2-го класса Штифеля — Уитни w_2. Напр., комплексное проективное пространство $\mathbf{C}P^n$ имеет спинорную структуру только при нечётном n. Наличие спинорной структуры позволяет ввести на многообразии аналог *Дирака уравнения*. К изучению ур-ний Дирака на n-мерных Р. приводят совр. проблемы *аномалий* в квантовой теории, разл. модификации теоремы об индексе Атьи — Зингера и т. п.

Новые приложения теория Р. получила в теории гравитации. Хотя гравитац. поле и не представляется в виде калибровочного поля (по типу эл.-магн. поля или поля Янга — Миллса), использование спец. класса Р.— *твисторов* Пенроуза позволяет продвинуться в решении совр. проблем квантовой гравитации.

Лит.: Стинрод Н., Топология косых произведений, пер. с англ., М., 1953; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Милнор Дж., Сташеф Дж., Характеристические классы, пер. с англ., М., 1979; Твисторы и калибровочные поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Геометрические идеи в физике. Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Шутц Б., Геометрические методы математической физики, пер. с англ., М., 1984.

М. И. Монастырский.

РАССТОЯНИЙ ШКАЛА в астрономии — методы определения расстояний. Р. ш. необходима для нахождения размеров, *светимостей* и пространственного распределения изучаемых объектов. Такие фундам. открытия, как подобие звёзд Солнцу, существование мира галактик, крупномасштабной структуры Вселенной и её расширение, явились результатом измерения соответствующих расстояний.

Исходным почти для всех методов измерения расстояний является геометрический метод — сопоставление размеров или скорости движения объекта и угловой и линейной мерах либо измерение угл.

перемещения объекта на небесной сфере (*параллакса*), обусловленного движением Земли или Солнца в пространстве. Фотометрический метод состоит в сопоставлении светимости объекта с его видимым *блеском*, убывающим пропорц. квадрату расстояния от него. Существует также множество вторичных методов. Расстояния в пределах Солнечной системы определяются радиолокационными методами. Базисом всей Р. ш. во Вселенной служит ср. расстояние Земли от Солнца — *астрономическая единица* (а. е.).

Расстояния до ближайших звёзд определяются по их годичному параллаксу — большой полуоси эллипса, описываемого звездой на небесной сфере вследствие движения Земли вокруг Солнца. Годичный параллакс равен углу, под к-рым виден со звезды ср. радиус земной орбиты a. По определению, годичный параллакс π связан с расстоянием до звезды r (пк) соотношением

$$r=\frac{a}{\sin\pi}\approx\frac{a\cdot 206265}{\pi''}=\frac{1}{\pi''},$$

где π'' — параллакс в секундах дуги. Ближайшие к вам звёзды — α Кентавра и её далёкий спутник красный карлик Проксима (Ближайшая) Кентавра — находятся на расстояниях соответственно 1,34 и 1,32 пк. Обычная точность определения параллаксов — ок. 0,01″, предельная — 0,005″. Известны годичные параллаксы ок. 7500 звёзд, но лишь для 343 из них ошибки меньше 15%.

Запущенные на околоземную орбиту астрометрич. спутники повысят точность по крайней мере в неск. раз, во пока для определения расстояний, превышающих 50—100 пк, используют др. методы.

Для звёзд с измеримым собств. движением μ (перемещение на небесной сфере в угл. секундах в год) определяют вековой параллакс, измеряя составляющую собств. движения звезды, к-рая является отражением движения Солнца к *апексу*. Этот способ применим только для групп звёзд, в к-рых остающиеся после учёта влияния галактич. вращения собств. движения можно считать хаотически ориентированными. При известных μ и лучевых скоростях v_r(км/с) для группы звёзд можно определить ср. параллакс, если предположить, что пекулярные пространственные скорости звёзд (остающиеся после учёта галактич. вращения) распределены изотропно. В этом случае параллакс π'' связан со ср. модулями μ и v_r соотношением $\pi''=4{,}74|\overline{\mu}|/|\overline{v_r}|$. Для звёзд диска Галактики пекулярные скорости малы и эти способы дают достаточно уверенные результаты до расстояний, не превышающих 1—2 кпк.

Для более далёких расстояний используются фотометрич. методы, основанные на сравнении абс. M и видимых m *звёздных величин* объектов. По определению звёздной величины

$$I/I_0=2{,}512^{M-m}=(10/r)^2,$$

где I — блеск звезды на данном расстоянии r (пк) и I_0 — блеск на расстоянии 10 пк. Отсюда следует, что $\lg r=0{,}2\,(m-M)+1$, где величина $m-M$ наз. модулем расстояния. Т. о., для объектов с известной M (определяемой светимостью объекта) возможность нахождения расстояний ограничивается лишь предельной проникающей способностью телескопов; для «проникновения» в глубь Вселенной нужно знать светимости возможно более ярких (абсолютно) объектов. Необходимо также учесть ослабление видимой звёздной величины вследствие *межзвёздного поглощения* света. Концентрация звёзд с высокой светимостью (сверхгигантов) мала, поэтому их нет в окрестностях Солнца; годичные параллаксы для них практически отсутствуют, а вековые и средние малы и ненадёжны. В связи с этим критерии, позволяющие находить светимости сверхгигантов, определяются по тем из них, к-рые входят в состав *рассеянных звёздных скоплений*. Расстояния до этих скоплений являются базисом Р. ш. в Галактике и во всей Вселенной.

Исходными для построения системы расстояний рассеянных звёздных скоплений служат расстояния до ближайших из них, определяемые геом. методом. Пространственные скорости звёзд в скоплении параллельны друг другу (в пренебрежении орбитальными скоростями звёзд по сравнению со скоростью скопления как целого). Поэтому проекции на небесную сферу собств. движений звёзд в достаточно близких скоплениях пересекаются в радианте. Сопоставление угл. расстояния члена скопления от радианта (θ) с собств. движением и лучевой скоростью (рис.1) позволяет определить параллакс каждой звезды в скоплении:

$$\pi''=4{,}74\mu/v_t\operatorname{tg}\theta.$$

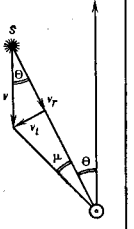


Рис. 1. Определение параллакса близкого скопления. R — направление на радиант; v — вектор пространственной скорости звезды; v_r — его составляющая по лучу зрения; v_t — составляющая в картинной плоскости, которая видна под углом μ, соответствующим собственному движению звезды.

К сожалению, достаточно близких скоплений лишь полдюжины, и только для Гиад этот групповой параллакс даёт расстояние с достаточной точностью. Поэтому краеугольным камнем Р. ш. является расстояние до Гиад. Оценки модуля расстояния этого рассеянного скопления заключены в пределах 3,29—3,45^m(45,4—48,8 пк).

Расстояния до более далёких рассеянных скоплений определяют др. методом. На диаграммах звёздная величина — показатель цвета (см. *Астрофотометрия*) большинство звёзд в скоплении лежит в узкой полосе, называемой гл. последовательностью (см. *Герцшпрунга — Рессела диаграмма*). На ней находятся звёзды, источником энергии к-рых служит превращение водорода в гелий (самая длит. стадия *эволюции звёзд*). После конца гравитац. сжатия протозвезды и начала горения водорода светимость всех звёзд данной массы долгое время остаётся одинаковой, они находятся на нач. гл. последовательности (НГП). Её положение для всех скоплений в первом приближении одинаково. Для звёзд промежуточных и малых масс (*спектральных классов* A, F и G) абс. звёздная величина (светимость) на НГП определяется непосредственно по расстоянию до Гиад. Совмещая с НГП гл. последовательность скопления, построенную в видимых звёздных величинах, получают модуль расстояния соответствующего скопления, если в нём доступны наблюдениям достаточно слабые (маломассивные) звёзды (рис. 2). В общем случае используют положение НГП, полученное подсоединением к гл. последовательности Гиад диаграмм более молодых скоплений, на гл. последовательностях к-рых массивные звёзды классов B и O ещё не успели отойти вверх (провозвюционировать) от нач. положения. (В Гиадах эти массивные звёзды уже отсутствуют, поскольку быстро эволюционируют.) В этом методе предварительно учитывают различие хим. состава скопления и Гиад, а также поглощение света, к-рое для далёких скоплений, находящихся в плоскости Галактики, может достигать мн. звёздных величин. Для этого разработаны методы определения поглощения по многоцветной фотометрии звёзд в скоплениях, позволяющие разделить температурное и обусловленное погло-

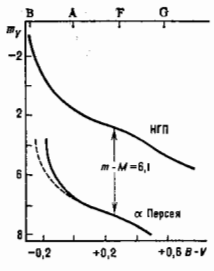


Рис. 2. Определение модуля расстояния скопления α Персея совмещением его главной последовательности (нижняя кривая: звёздная величина — показатель цвета $B-V$) с начальной главной последовательностью (НГП), для которой звёздные величины на диаграмме имеют смысл абсолютных. Вверху указаны соответствующие показателю цвета спектральные классы. Штриховая линия — часть начальной главной последовательности, отсутствующая на диаграмме для скопления α Персея.

щением света увеличение (покраснение) показателей цвета звёзд. Так определены расстояния до 450 скоплений Галактики. Совмещение гл. последовательности с начальной, прокалиброванной в абс. величинах, стало возможным и для скоплений в ближайших галактиках — Магеллановых Облаках, модуль расстояния скоплений в Большом Магеллановом Облаке составляет 18,3—18,6^m (45,7—52,3 кпк).

В дюжине рассеянных скоплений имеются пульсирующие жёлтые сверхгиганты — *цефеиды*, светимость к-рых связана с легко определяемым периодом изменения блеска. Эта зависимость (рис. 3) является следствием фундам. соотношений, связывающих массу и светимость звёзд, а также их ср. плотность и период пульсаций. Наклон зависимости период — светимость определяется по цефеидам в близких галактиках, размерами

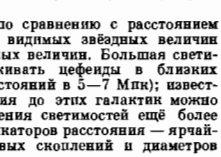


Рис. 3. Зависимость период — светимость (абсолютная величина), построенная для цефеид в рассеянных скоплениях (точки) и ОВ-ассоциациях (крестики) Галактики. $\bar{M}_V$ — средняя за период визуальная абсолютная величина, P — период.

к-рых можно пренебречь по сравнению с расстоянием до них, так что разность видимых звёздных величин равна разности абс. звёздных величин. Большая светимость позволяет обнаруживать цефеиды в близких галактиках (вплоть до расстояний в 5—7 Мпк); известные по цефеидам расстояния до этих галактик можно использовать для определения светимостей ещё более «дальнодействующих» индикаторов расстояния — ярчайших сверхгигантов, шаровых скоплений и диаметров зон HII.

Большинство рассеяний в пределах нашей Галактики, зависимость скорости её вращения от расстояния до центра, локализация спиральных рукавов определяются Р. ш. рассеянных скоплений и опирающейся на неё Р. ш. цефеид. Оценки расстояния до центра Галактики зависят от этих шкал, а также от независимой системы расстояний (ср. параллаксов) пульсирующих переменных звёзд типа RR Лиры и шаровых звёздных скоплений. Эти объекты относятся к сферич. составляющей *Галактики* и концентрируются к её центру, в отличие от цефеид и рассеянных скоплений, концентрирующихся, как и др. молодые объекты, к плоскости Галактики. Ср. параллаксы звёзд типа RR Лиры определяются сравнительно надёжно. Эти звёзды встречаются и в шаровых скоплениях, что даёт возможность определения расстояний до них. Метод совмещения наблюдаемой и начальной главной последовательностей даёт для шаровых скоплений менее уверенные результаты, поскольку они в ср. намного дальше, чем рассеянные скопления, и их хим. состав существенно другой. Расстояние до центра Галактики можно определить, в частности, как расстояние до центра симметрии распределения шаровых скоплений и звёзд типа RR Лиры и как расстояние до центра вращения. Для нахождения последнего используется Р. ш. объектов галактич. диска и кривая вращения Галактики, для построения к-рой необходимы получаемые радиометодами данные о распределении и лучевых скоростях облаков нейтрального, ионизованного и молекулярного водорода. В 1985 Международным астр. союзом расстояние от Солнца до центра Галактики принято равным 8,5 кпк, вероятная ошибка этого значения составляет ±1кпк.

Возможности уточнения Р. ш. в Галактике связаны, во-первых, с увеличением точности позиционных определений при измерениях из космоса и отчасти с широким применением наземных фотоэлектрич. наблюдений; во-вторых, с перспективой непосредств. определения радиуса цефеид наземными оптич. интерферометрами; в-третьих, с определением методами межконтинентальной радиоинтерферометрии собств. движений мазерных источников (см. *Мазерный эффект* в космосе) в далёких областях звездообразования. Эти источники разлетаются радиально от формирующихся звёзд, сопоставление собств. движений и лучевых скоростей позволяет определить расстояние. (Возможно, что существующую Р. ш. надо сделать короче процентов на 10—15; вопрос будет решён, вероятно, ещё в 20 в.)

Наличие больших систематич. ошибок Р. ш. внутри Галактики и ближайших галактиках представляется исключённым. Это следует, в частности, из согласованности полностью независимых оценок расстояний до Магеллановых Облаков и галактики Андромеды, определяемых по цефеидам и по звёздам типа RR Лиры. Недавнее обнаружение этих звёзд (при звёздной величине 25,7^m в синих лучах) в галактике Андромеды явилось триумфом наземной оптич. астрономии; определённый с их помощью модуль расстояния этой ближайшей к нам гигантской спиральной галактики составляет 24,3^m (700 кпк), что не более чем на 0,2^m отличается от значения, полученного с помощью цефеид.

Независимую от цефеид и звёзд типа RR Лиры Р. ш. близких галактик дают *новые звёзды*, их светимость в максимуме блеска связана со скоростью его уменьшения. Эту зависимость можно прокалибровать в Галактике по скоростям расширения оболочек или «светового эха» от вспышек новых звёзд. Новые звёзды зарегистрированы даже в галактиках скопления в созвездии Девы, при модуле расстояния 30—31^m (10—16 Мпк), но обнаружение вспышки и построение кривой блеска требует длит. наблюдений. Практически более важными индикаторами расстояния являются ярчайшие сверхгиганты; для голубых звёзд абс. величина составляет ок. —9^m (что близко к абс. величине новых в максимуме блеска), однако она является ф-цией интегральной светимости родительской галактики. Этого недостатка лишены красные сверхгиганты, светимость к-рых повсюду составляет ок. —8,0^m. Характеристики ряда др. индикаторов расстояния также зависят от светимости вмещающей их галактики и(или) интенсивности звездообразования в них. Это относится к светимости наиб. ярких шаровых скоплений и диаметрам наибольших в галактике зон HII и объясняется в осн. влиянием различия величины выборки. Более обещающей является обнаруженная недавно корреляция светимости зон HII с дисперсией скоростей газа в них.

Расстояния до далёких галактик, в к-рых индивидуальные объекты неразличимы (далее 10—15 Мпк), определяются с малой точностью. Наиб. значение имеют динамич. методы, основанные на корреляции между массой и светимостью галактик. Индикатором массы служат макс. скорость *вращения галактики* и определяемая ею дисперсия наблюдаемых скоростей звёзд (находится по ширине линий поглощения в спектре галактики) или, чаще, нейтрального водорода.

Для ещё более удалённых галактик становится возможным применение *Хаббла закона*, связывающего рассеяние галактик r со скоростью v_r, соответствующей её красному смещению z, $cz = v_r = Hr$. Определение значения H является отдельной сложной проблемой, в частности из-за необходимости учитывать и не связанные с расширением Вселенной движения скоплений галактик. Продолжающаяся дискуссия между сторонниками длинной ($H = 50$ км/с·Мпк) и короткой ($H = 100$ км/с·Мпк) Р. ш. в существ. степени объясняется ненадёжностью определений расстояний до близких галактик и эффектом селекции далёких галактик (преим. наблюдаются наиб. яркие галактики).

Лит.: Холопов П. Н., Звездные скопления, М., 1984; Куликовский П. Г., Звездная астрономия, 2 изд., М., 1985; Ефремов Ю. Н., Очаги звездообразования в галактиках, М., 1989.

Ю. Н. Ефремов.

Задача определения расстояний до тел Солнечной системы обычно рассматривается как задача определения движения тел Солнечной системы и установления масштаба измерения — астрономической единицы, обозначаемой a или а. е. Астр. единица определяется как полуось орбиты планеты с пренебрежимо малой массой, к-рая, двигаясь в гравитац. поле одного только Солнца, имеет ср. угл. движение $(2\pi/T$, где T — период обращения вокруг Солнца), равное 0,01720209895 радиан [1].

Методы наблюдений, лежащие в основе определения расстояний до тел Солнечной системы, можно разделить на классич. оптич., радиотехн. и лазериую локацию.

К классич. оптич. методам относятся наблюдения угл. положений тел Солнечной системы относительно опорных звёзд. Движение тел и значение a определялись этими методами до развития радиотехн. методов. Величина a находилась из астрометрич. наблюдений суточного горизонтального экваториального параллакса Солнца $\pi_\odot$. Он связан с a соотношением

$$a_3 = a \sin \pi_\odot,$$

где a_3 — экваториальный радиус Земли. Параллакс Солнца по оптич. наблюдениям определялся тригонометрич. и динамич. методами. Тригонометрич. метод аналогичен методу триангуляции для определения расстояний на поверхности Земли. Динамич. метод основан на определении движения малых тел Солнечной системы по позиционным наблюдениям при их прохождении вблизи Земли. Ввиду малой точности (погрешность 10^4 км) оптич. методы для определения a ныне не применяются.

Точность определения расстояний в Солнечной системе значительно повысилась с использованием радиотехн. методов. К ним относятся: радиолокация планет (см. *Радиолокационная астрономия*), впервые проведённая в 1958, измерения дальности до космич. аппаратов и измерения доплеровского смещения частоты сигнала. Особый тип радиотехн. наблюдений представляют собой наблюдения с использованием *радиоинтерферометров* со сверхдлинными базами. При использовании радиотехн. методов посылают радиоимпульс к исследуемому объекту и принимают отражённый или (в случае измерений дальности до космич. аппарата) ретранслированный сигнал. В результате получают время запаздывания отражённого или ретранслированного сигнала и доплеровское смещение частоты. Считая, что скорость света и условия распространения сигналов в пространстве известны, вычисляют расстояние между Землёй и исследуемым объектом. Наиб. точность измерения расстояний радиотехн. методами достигнута при определении дальности до посадочного аппарата «Викинг» (США), находящегося на поверхности Марса (погрешность ~ 5 м на расстоянии ~ 1 а. е.).

В методе лазериой локации используются угловые отражатели. Впервые этот метод был применён для Луны (1969). Погрешность лазерных измерений расстояния до уголковых отражателей на поверхности Луны составляет ≈ 50 см.

Задача построения общей теории движения планет Солнечной системы решается как комплексная задача изучения движения тел системы с привлечением всех доступных видов наблюдений. Одной из последних таких теорий является теория движения планет и Луны *DE200/LE200*, разработанная коллективом учёных Лаборатории реактивного движения (США) [3]. Для моделирования движения использовалось численное интегрирование ур-ний движения с учётом всех возмущений. Один из определяемых параметров этой теории — астр. единица. Погрешность определеиия a в этой теории ≈ 30 м ($a = 149597870{,}684 \pm 0{,}03$ км).

Лит.: 1) Абалакин В. К., Основы эфемеридной астрономии, М., 1979; 2) Подобед В. В., Нестеров В. В., Общая астрометрия, 2 изд., М., 1982; 3) Newhall X. X., Standish E. M. jr., Williams J. G., DE 102: a numerically integrated ephemeris of the Moon and planets spanning forty-four centuries, «Astron. and Astrophys.», 1983, v. 125, p. 150.

И. А. Ястржембский.

РАСТВОРИ́МОСТЬ — способность вещества образовывать с др. веществом *растворы*. Количественно характеризуется концентрацией вещества в насыщенном растворе. Р. определяется физ. и хим. сродством молекул растворителя и растворённого вещества, к-рое характеризуется т. н. энергией взаимообмена молекул раствора. Как правило, Р. велика, если молекулы растворяемого вещества и растворителя обладают сходными свойствами («подобное растворяется в подобном»).

Зависимость Р. от темп-ры и давления устанавливается с помощью *Ле Шателье — Брауна принципа*. Р. возрастает с ростом давления и проходит через максимум при высоких давлениях; Р. газов в жидкостях с ростом темп-ры падает, в металлах растёт.

РАСТВО́РЫ — системы, состоящие из молекул, атомов и(или) ионов неск. разл. типов, при этом числа разл. частиц не находятся в к.-л. определённых стехиометрич. соотношениях друг с другом (что отделяет Р. от хим. соединений). К Р. обычно относят такие многокомпонентные системы, в к-рых при неизменных внеш. условиях достигается состояние термодинамич. равновесия.

Агрегатное состояние Р. может быть твёрдым (*твёрдые растворы*), жидкокристаллическим (*жидкие кристаллы*), жидким или газообразным. Будучи макроскопически пространственно однородными, на молекулярных масштабах Р. могут обладать своеобразной микроструктурой (микрогетерогенные растворы, или ассоциирующие коллоиды), к-рая определяется темп-рой, давлением и составом Р. Если микроструктура Р. является регулярной (в одном, двух или трёх измерениях), то его относят к лиотропным жидким кристаллам. Жидкие Р. с нерегулярной микроструктурой (обычно многокомпонентные, содержащие органич. вещества и соли) наз. эмульсиями (микроэмульсиями). Суспензии частиц размером от неск. нм до тысяч нм относят к коллоидным Р.

В том случае, когда молекулы растворённого вещества диссоциируют на ионы, Р. относят к особому классу — Р. *электролитов*. Отличит. свойствами обладают Р. *полимеров*.

Термодинамические свойства растворов

Термодинамич. свойства Р. описываются общими для многокомпонентных систем соотношениями термодинамики. Число веществ n, кол-ва к-рых в состоянии полного термодинамич. равновесия могут быть заданы произвольно, наз. числом независимых компонент Р. Если число молекул (атомов) одной из компонент системы N намного превышает числа $N_1, \ldots, N_{n-1}$ молекул остальных компонент, Р. наз. разбавленным (слабым). Вещество, содержащее N частиц, в этом случае наз. растворителем, остальные компоненты — растворёнными веществами. Величины $c_i = N_i/N$ (здесь $N = \sum_{i=1}^{n-1} N_i$) наз. молярными (молеку-

лярными) концентрациями (используются также весовые и объёмные *концентрации*). Согласно *Гиббса правилу фаз*, в системе, состоящей из n компонент, в равновесии не может находиться более $n + 2$ фаз. Состояние Р. описывается $n + 1$ переменной ($n - 1$ значение концентраций, темп-ра T и давление p) и может быть изображено точкой в $n + 1$-мерном пространстве. Если в этом пространстве построить гиперповерхности меньшего числа измерений, на к-рых выполняются условия равновесия двух или большего числа фаз, то получится поверхность, характеризующая состояние системы,— т. н. фазовая диаграмма системы (или *диаграмма состояния*). Обычно пользуются сечениями фазовой диаграммы различными плоскостями.

Диаграммы плавления и кипения растворов. В отличие от чистых веществ, изменение агрегатного состояния Р. происходит в нек-ром интервале изменения концентраций компонент, темп-ры и(или) давления. Простейший случай равновесия двух фаз реализуется, когда обе компоненты, образующие Р., в обеих фазах смешиваются в произвольных отношениях. Кривые равновесия в этом случае не имеют максимумов и минимумов и образуют характерную «сигару» (диаграмма T — c, c — концентрация; рис. 1). Пусть для определённости рассматриваемые фазы представляют собой жидкость (низкотемпературная фаза II) и пар (высокотемпературная фаза I). Если изображающая точка системы (T, c) лежит выше кривой FAG, то агрегатное состояние системы — пар, если ниже кривой FCG — жидкость. Заштрихованная область между кривыми FAG и FCG соответствует равновесию двух фаз (представляющих собой т. н. насыщенные растворы), концентрации к-рых характеризуются *растворимостью* веществ и равны c' и c'', в точке B массы определяются «правилом рычага», согласно к-рому кол-ва молекул в фазах I и II обратно пропорциональны длине отрезков соответственно AB и BC:

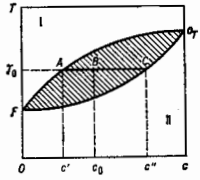


Рис. 1. Диаграмма плавления (кипения) типа «сигары».

$$\frac{N_1^{\mathrm{I}}+N_2^{\mathrm{II}}}{N_2^{\mathrm{I}}+N_1^{\mathrm{II}}}=\frac{c''-c_0}{c_0-c'}.$$

В случае равновесия системы жидкость — пар кривая FAG наз. кривой *конденсации*, а FCG — кривой *кипения*. В случае равновесия твёрдой и жидкой фаз кривая FAG наз. кривой ликвидуса, а FCG — кривой солидуса.

Фазовые диаграммы типа «сигары» дают Р. веществ, близких по хим. свойствам: для диаграмм плавления— это, напр., бинарные (двухкомпонентные) растворы Ge — Si, Ag — Au, Cu — Ni, AgCl — NaCl, для диаграмм кипения — системы бензол — толуол, этиловый спирт — вода и др. При относительно небольшом хим. отличии смешиваемых веществ A и B кривые кипения и конденсации могут иметь максимум или минимум, в к-ром эти кривые касаются друг друга (рис. 2). Р., состав к-рого соответствует точке касания (точка A), наз. азеотропным. Фазовый переход (кипение или плавление) в Р. такого состава происходит так же, как в чистом веществе,— целиком. Когда точка касания является максимумом кривых равновесия (рис. 2, *а*), кипение Р. произвольного нач. состава приводит к смещению изображающей точки системы в положение A. Т. о., азеотропная точка является устойчивой предельной точкой процесса кипения. Если же касание кривых равновесия происходит в их минимуме (рис. 2, *б*), то в процессе фазового перехода при повышении темп-ры изображающая точка системы сдвигается к одному из чистых веществ; азеотропная точка достигается при охлаждении смеси

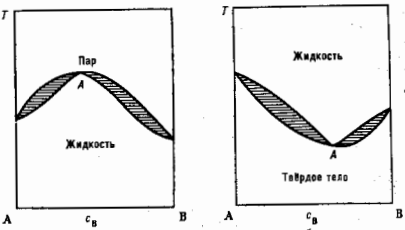


Рис. 2. Примеры диаграмм состояния: *а* — теплота смешения в жидкости меньше, чем в паре; *б* — теплота смешения в твёрдой фазе больше, чем в жидкой.

При повышении p в системе жидкость — пар форма «сигары» изменяется, а при давлениях выше критического (см. *Критическая точка*) для одной из компонент, когда отсутствует различие между двумя фазами этого вещества, «сигара» вырождается в петлю путём смыкания кривых кипения и конденсации в нек-рой (критической) точке (рис. 3).

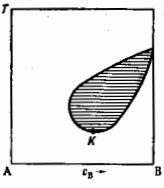


Рис. 3. Пример диаграммы состояния двухкомпонентной системы жидкость — пар в случае, когда давление в системе превышает критическое давление компоненты A. Разделение смеси на жидкую и газообразную фазы имеет смысл лишь в пределах заштрихованной области. K — критическая точка.

Диаграммы смешения растворов. Наряду с равновесиями фаз, находящихся в различных агрегатных состояниях, в Р. могут сосуществовать фазы, находящиеся в одном агрегатном состоянии, напр. жидком. На рис. 4 изображена диаграмма, соответствующая случаю ограниченной смешиваемости двух веществ в одной

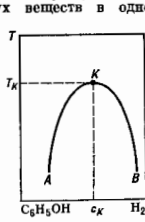


Рис. 4. Диаграмма смешения системы фенол — вода. K — критическая точка смешения с параметрами $T_K = 66$ C, $c_K = 0{,}65$.

жидкой фазе. Жидкости полностью смешиваются в области, лежащей над кривой AKB, и ограниченно смешиваются в области, лежащей под этой кривой (где имеет место расслоение Р. на две жидкие фазы с составом, определяемым «правилом рычага»). Точка K максимума кривой — критическая: в окрестности этой точки наблюдаются аномалия теплоёмкости, критич. опалесценция и др. *критические явления*. Существуют жидкие системы (напр., триэтиламин — вода), для к-рых область неограниченной смешиваемости лежит ниже нек-рой кривой и к-рые имеют нижнюю темп-ру

смешения, а также системы, имеющие как верхнюю, так и нижнюю темп-ры смешения (рис. 5).

Верхняя критич. темп-ра смешения растёт с увеличением различий хим. свойств смешиваемых веществ.

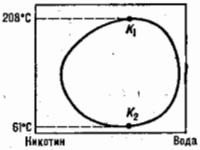


Рис. 5. Диаграмма смешения системы никотин — вода. Жидкости полностью смешиваются вне области, ограниченной замкнутой кривой.

Качественно эта зависимость выражается в понятии м и к с о т р о п н о г о р я д а, в к-ром все вещества располагаются в соответствии со значением приписываемого каждому из них т. н. э ф ф е к т и в н о г о з а р я д а e (табл.; численные значения e получены не для всех веществ, но они расположены в порядке убывания e). Верхняя темп-ра смешения растёт с увеличением разности «зарядов» смешиваемых веществ.

Миксотронный ряд

Вещество	Химическая формула	Эффективный заряд e, в относит. ед.
Вода	H_2O	48
Молочная кислота	$CH_3CHOHCOOH$	
Формамид	NH_2CHO	
Муравьиная кислота	$HCOOH$	
Уксусная кислота	CH_3COOH	
Метанол	CH_3OH	29
Этанол	CH_3CH_2OH	26
Анилин	C_6H_5OH	24
Ацетон	CH_3COCH_3	20
Диоксан	$(CH_2OCH_2)_2$	20
Пиридин	C_5H_5NH	
Эфир этиловый	$C_2H_5OC_2H_5$	
Хлороформ	$CHCl_3$	
Дихлорэтан	$(CH_2Cl)_2$	20
Бензол	C_6H_6	19
Толуол	$C_6H_5CH_3$	18
Четырёххлористый углерод	CCl_4	
Циклопентан	C_5H_{10}	
Гептан	$CH_3(CH_2)_5CH_3$	
Октан	$CH_3(CH_2)_6CH_3$	15

Если верхняя критич. темп-ра смешения веществ в низкотемпературной фазе оказывается выше темп-ры минимума кривых равновесия, изображённых на рис. 2 (*б*), то фазовая диаграмма системы приобретает вид, аналогичный изображённому на рис. 6. Такая диаграмма принадлежит к эвтектическому типу; Р., имеющий состав, отвечающий т о ч к е э в т е к т и к и E, наз. э в т е к т и к о й. Плавление эвтектики происходит при определ. темп-ре, как и плавление химически чистого вещества. В Р. с ограниченной взаимной растворимостью могут возникать также фазовые диаграммы перитектического типа (рис. 7). П е р и т е к т и ч е с к а я т о ч к а имеет самую высокую темп-ру плавления определённой твёрдой фазы, в то время как точка эвтектики — наинизшую темп-ру затвердевания определённой жидкой фазы. Эвтектическая и перитектическая точки — это точки сосуществования трёх фаз: жидкой и двух твёрдых.

Рис. 6. Фазовая диаграмма системы Sn — Pb эвтектического типа. α, β — твёрдые растворы. Точка пересечения трёх линий, в которых сосуществуют жидкая и две твёрдые фазы,— точка эвтектики.

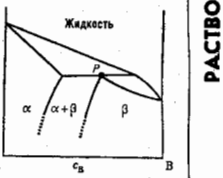


Рис. 7. Фазовая диаграмма перитектического типа. P— перитектическая точка, α, β— твёрдые растворы.

Законы слабых растворов. *Термодинамический потенциал* слабого Р. имеет вид

$$\Phi = N\left[\mu_0(p,T) + \sum_i c_i T \ln (c_i/e) + c_i\psi_i(p,T)\right],$$

где $\mu_0(p, T)$ — *химический потенциал* чистого растворителя, $\psi_i(p, T)$ — нек-рая ф-ция, зависящая от природы растворителя. Растворённое вещество распределяется между разл. фазами т. о., что отношение концентрации c_I и c_{II} в этих фазах зависит лишь от p, T, но не от полного кол-ва растворённого вещества (т. н. закон распределения):

$$c_I/c_{II} = \exp[(\psi_{II} - \psi_I)/T].$$

В частности, когда одна из фаз представляет собой газ, имеет место *Генри закон*, согласно к-рому концентрация слабого Р. пропорциональна давлению газа p.

При растворении в жидкости нелетучего вещества давление p насыщенного пара над Р. меньше, чем давление над чистым растворителем p_0:

$$p_0 - p = p_0\nu'/\nu \qquad (1)$$

(*Рауля закон*), где ν' и ν — числа молей растворённого вещества и растворителя в единице объёма Р. По отношению к нелетучему веществу поверхность жидкости ведёт себя как непроницаемая перегородка, и (1) представляет собой частный случай выражения для осмотического давления (см. *Осмос*) слабых Р. При этом между частями системы, разделёнными перегородкой, проницаемой для растворителя, но непроницаемой для растворённых веществ, возникает разность давлений

$$\Delta p = (T/V)\sum_{i=1}^{n-1} N_i,$$

где V — объём части сосуда, занятой растворёнными веществами.

Из закона Рауля (1) следует, что при пост. давлении темп-ра кипения Р. $T'_к$ выше темп-ры кипения чистого растворителя $T_к$:

$$T'_к = T_к + \frac{\nu'}{\nu}\,\frac{RT^2}{\mu q_{LV}},$$

где μ — молекулярная масса вещества растворителя, q_{LV} — уд. теплота испарения. Темп-ра замерзания Р. $T'_з$ ниже темп-ры замерзания $T_з$ чистого растворителя:

$$T'_з = T_з - \frac{\nu'}{\nu}\,\frac{RT^2}{\mu q_{LS}},$$

где q_{LS} — уд. теплота плавления.

Ассоциирующие растворы

Мицеллообразование. Физ.-хим. свойства Р. широкого класса веществ, молекулы к-рых имеют асимметрич. форму,— т. н. амфифильные вещества (наз. также дифильными или *поверхностно-активными веществами*), определяются образованием в них т. н. м и ц е л л —

агрегатов молекул растворённого вещества. Такие Р. наз. мицеллярными.

Амфифильные вещества имеют вытянутые молекулы (часто линейные) длиной 20—30 Å, имеющие хорошо выраженные гидрофильные или олеофильные (жирные, гидрофобные) части (см. *Гидрофильность и гидрофобность*). К таким веществам относятся соли жирных к-т (напр., мыло — стеарат натрия), имеющие в составе молекулы гибкую парафиновую цепь C_nH_{2n+1} («жирный хвост»), присоединённую к полярной группе — «головке». «Головка» образована группой атомов, соединённых полярными связями. Амфифильными молекулами являются также липиды и фосфолипиды, входящие в состав клеточных мембран (см. *Клеточные структуры*).

Участок диаграммы состояния Р. амфифильного вещества приведён на рис. 8. Кривая равновесия *ABC* отделяет области жидких фаз I (молекулярный Р.) и II (мицеллярный Р., или ассоциирующий коллоид, см. ниже) от твёрдой фазы III. Области молекулярного и мицеллярного Р. разделены нек-рой переходной областью *BD*, а не линией, как в обычном случае равновесия двух фаз. Мин. темп-ра T_k, при к-рой возможно образование мицелл, наз. температурой Крафта. Концентрация амфифильного вещества c^*, при к-рой начинается образование мицелл, наз. критической концентрацией мицеллообразования (ККМ). ККМ сильно зависит от темп-ры, ионной силы Р. (сумма значений концентраций всех ионов Р., умноженных на квадрат их зарядов) и т. д. ККМ падает с ростом длины «жирного хвоста» молекулы приближённо линейно при числе атомов углеводородной цепи $n < 10—15$; при бо́льших n возможно отклонение от линейного закона. Характер изменения нек-рых физ. свойств Р. при мицеллообразовании представлен на рис. 9.

Рис. 8. Диаграмма состояния раствора амфифильного вещества вблизи точки мицеллообразования. T_K — температура Крафта; I — молекулярный раствор; II — мицеллярный раствор; III — кристалл.

Форма и структура мицелл зависят от типа растворителя (иолярный или гидрофобный), от концентрации Р., сго состава, темп-ры и др. Вблизи ККМ форма мицелл близка к сферической. В полярной среде (напр., в воде) мицеллы имеют углеводородное ядро, а полярные «головки» обращены к молекулам воды. В жирной среде мицелла имеет обращённую структуру: полярные «головки» образуют ядро, а олеофильные «хвосты» контактируют с растворителем (рис. 10). Каждая мицелла в Р. содержит 20—100 молекул амфифильного вещества (т. н. число агрегации). Обычно часть полярных «головок» молекул диссоциирована на ионы (для ионногенных амфифильных веществ).

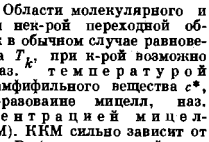


Рис. 9. Изменение осмотического давления раствора (p'), коэффициентов вязкости (η), электропроводности (σ) и поверхностного натяжения (α) вблизи критической концентрации мицеллообразования c^*; для раствора додецилсульфата натрия $(C_{12}H_{25}OSO_3Na)$ в воде $c^* = 8 \cdot 10^{-3}$ см$^{-3}$.

Рис. 10. Структура агрегатов в растворах амфифильного вещества: *а* — гибсовский монослой на поверхности раздела жирной и полярной сред; *б* — сферическая мицелла в полярном растворителе; *в* — обращённая сферическая мицелла в жирной среде; *г* — ламелла (бислой) в полярной среде; *д* — обращённая ламелла (мыльная плёнка); *е* — пузырёк (везикула), образовавший в полярной среде.

С ростом концентрации Р. форма мицелл может изменяться: они принимают цилиндрическую, дискообразную форму или форму трёхосного эллипсоида. Это проявляется в изменении *индикатрисы* рассеяния света Р. и в изменении зависимости *вязкости* Р. от концентрации. В нек-рых случаях в Р. могут присутствовать цилиндрич. мицеллы, содержащие $\sim 10^3—10^4$ молекул. В области концентраций Р., превышающих ККМ, именно мицеллы являются элементарными структурными единицами, определяющими физ. свойства возникающих в Р. фаз, как изотропных, так и жидкокристаллических (см. ниже).

Надмолекулярные жидкокристаллические структуры в растворах. Подобно молекулярным, мицеллярные Р. при нек-рой концентрации мицелл могут расслаиваться. Вблизи критич. точек расслоения (к-рые могут быть как верхними, так и нижними) наблюдаются критич. явления. Отслаивающаяся при увеличении концентрации более плотная фаза может быть как изотропной, так и анизотропной (см. *Жидкие кристаллы*). В бинарных системах обычно возникают гексагональная, ламеллярная (смектическая) и (или) кубическая фазы. Переход между ними происходит вследствие изменения формы или (и) размеров мицелл.

Гексагональные фазы образованы цилиндрич. мицеллами неопределённой длины, упакованными в двумерную решётку, имеющую гексагональную симметрию (рис. 11). Структура мицелл может быть нормальной или обращённой в зависимости от типа амфифильного вещества и растворителя. Радиус нормальных цилиндрич. мицелл примерно на 10—30% меньше длины полностью вытянутой амфифильной молекулы, расстояние между цилиндрами в зависимости от содержания воды изменяется в пределах 8—50 Å. Для обращённых мицелл диаметр водного цилиндра составляет 10—20 Å, расстояние между ними ок. полутора длин «жирных хвостов» амфифильных молекул.

Рис. 11. Схема упаковки молекул в гексагональной фазе лиотропного жидкого кристалла.

Ламеллярные (смектические) фазы образованы дискообразными мицеллами неопределённого диаметра (ламеллами). Толщина ламеллы на 10—30% меньше удвоенной длины амфифильной молекулы (рис. 12), величина водного промежутка между ламеллами изменяется при их набухании. Если данное вещество образует в Р. гексагональные фазы с мицеллами как нормального, так и обращённого типов, то ламеллярная фаза располагается на фазовой диаграмме в области концентраций, промежуточных между двумя гексагональными фазами.

Рис. 12. Схема ламеллярной упаковки амфифильных молекул в воде.

В зависимости от темпры и состава Р. амфифильные молекулы в ламеллах могут находиться в «расплавленном» или «кристаллическом» состоянии. Фаза ламеллярного типа, возникающая при затвердевании парафиновых цепей молекул при понижении темп-ры, носит название фазы геля. Толщина ламеллы в этих фазах может составлять одну или две длины полностью вытянутой амфифильной молекулы. Молекулы упакованы в двумерную гексагональную решётку; площадь, приходящаяся на одну молекулу в бислое, близка к минимально возможной (при одной парафиновой цепи в «жирном хвосте» — ок. 20 Å²). Длинные оси молекул могут быть наклонены по отношению к нормали амфифильного слоя. Водный промежуток составляет обычно 10—20 Å, но может возрастать до ≈200 Å (т. н. неограниченное набухание), если в системе присутствуют ионогенные амфифильные молекулы, подобные молекулам жирных кислот. Т. о., согласно классификации, принятой для термотропных жидких кристаллов, гели соответствуют смектич. фазам типов B_A и B_C.

При добавлении в систему воды ламеллярные фазы втягивают воду — набухают. При этом возможны два типа набухания. В первом случае весь добавленный растворитель проникает в пространство между полярными «головками» амфифильных молекул, что приводит к увеличению уд. площади, приходящейся на одну молекулу в ламелле. Период ламеллярной структуры остаётся примерно постоянным. Во втором случае при набухании происходит увеличение периода структуры, пропорциональное кол-ву добавленной воды, при пост. уд. площади на молекулу. Возможны также промежуточные типы набухания лиотропных смектич. фаз.

Тип набухания не зависит от длины «жирного хвоста» молекулы в гомологич. ряду данного вещества, а определяется гл. обр. видом её полярной «головки» и «обменным» катионом (ионом щелочного металла, входящим в её состав). Напр., уд. площадь, приходящаяся на полярную «головку» молекулы мыла, при прочих равных условиях возрастает в ряду «обменных» катионов Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+.

Кубические фазы могут возникать при концентрациях Р., промежуточных между концентрациями гексагональной фазы и изотропного мицеллярного Р. либо между концентрациями ламеллярной и гексагональной фаз (рис. 13). Кубич. фазы, обладающие трёхмерной периодичностью, по существу являются не жидкокристаллическими, а относятся к т. н. пластич. кристаллам. Вследствие больших коэф. вязкости ($\eta \approx 10^2$ пуаз) и изотропии оптич. и магн. свойств кубич. фазы наз. также вязкими изотропными фазами. Для фаз, расположенных между гексагональной фазой и мицеллярным Р., наиб. вероятна структура с кубич. плотной упаковкой сферич. мицелл (рис. 14), а для фаз, расположенных в области концентраций между гексагональной и ламеллярной фазами, предложены т. н. биконтинуальные структуры, для к-рых поверхность, образованная полярными «головками» амфифильных молекул, делит трёхмерное пространство на две взаимопроникающие области — полярную и гидрофобную. На рис. 15 изображена одна из возможных структур такого типа, поверхность полярных групп для к-рой представляет собой т. н. поверхность Шварца — поверхность, имеющую пост. отрицат. кривизну в каждой точке. Как правило, в бинарных системах определённое амфифильное вещество образует лишь нек-рые из перечисленных фаз. В многокомпонентных системах, содержащих кроме амфифильных и др. компоненты, возможно существование не только перечисленных, но и др. фаз (напр., нематических).

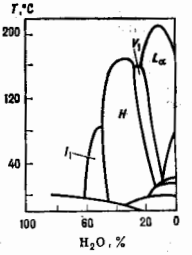


Рис. 13. Фазовая диаграмма раствора хлорида додециламмония и воде. I_1 — кубическая фаза, образованная сферическими мицеллами; H — гексагональная фаза; L_α — ламеллярная фаза; V_1 — вязкая изотропная кубическая фаза.

Рис. 14. Схема упаковки сферических мицелл в кубической фазе.

Нематические фазы. Нематич. структуры (ориентационно упорядоченные; см. *Дальний и ближний порядок*) могут быть образованы мицеллами разл. типов: цилиндрическими, дискообразными или имеющими вид трёхосного эллипсоида. В зависимости от типа мицелл различают три типа нематич. структур, два из к-рых являются одноосными, а третий — двухосным. При изменении состава или (и) темп-ры Р. возможны переходы одного типа нематич. упорядочения в другие.

Рис. 15. Регулярная биконтинуальная структура в виде поверхности Шварца.

Тензоры диэлектрич. проницаемости ε_{ik} и диамагн. восприимчивости χ_{ik} для одноосных нематиков имеют два разл. собств. значения $\varepsilon_\parallel \neq \varepsilon_\perp$ и $\chi_\parallel \neq \chi_\perp$ (соответственно показатели преломления обыкновенной и необыкновенной эл.-магн. волн также различаются, см. *Анизотропия*). Во внеш. магн. поле ось нематиков, образованных цилиндрич. мицеллами, ориентируется параллельно полю, т. е. они имеют положит. анизотропию диамагн. проницаемости: $\chi_a = \chi_\parallel - \chi_\perp > 0$. Анизотропия показателя преломления для этих фаз отрицательна: $n_a = n_\parallel - n_\perp < 0$. Напротив, выделенная ось нематиков, образованных дисками, ориентируется перпендикулярно магн. полю; в этом случае

$\chi_a < 0$, $n_a > 0$. Знак диамагн. анизотропии определяется анизотропией магн. свойств углеводородных ядер мицелл: разностью восприимчивостей «жирных хвостов» вдоль и поперёк оси амфифильной молекулы и степенью упорядочения этих молекул относительно оси мицеллы. В частности, для веществ, молекулы к-рых содержат в составе «жирного хвоста» одно или неск. ароматич. колец, знак анизотропии магн. восприимчивости может быть противоположным указанному выше. Знак диэлектрич. проницаемости нематиков определяется величиной деполяризующего действия мицелл, находящихся в водной среде. По абс. величине значения анизотропии показателя преломления и диамагн. анизотропии, как правило, на 1—2 порядка меньше, чем в случае термотропных нематиков, и составляют $|n_a| \approx 10^{-3}$, $|\chi_a| \approx 10^{-8}$.

При изменении направления внеш. магн. поля нематич. структуры переориентируются. Время соответствующего переходного процесса в магн. поле напряжённостью $H \sim 10^4$ Э варьируется в пределах 1—10^4 с в зависимости от содержания воды в образце. Модули упругости лиотропных нематич. кристаллов на 1—2 порядка меньше, чем в случае термотропных жидких кристаллов: $K = 10^{-7}$—10^{-5} дн/см². Их величина определяется энергией взаимодействия между мицеллами в Р., к-рая складывается из энергии ван-дер-ваальсовых *межатомных взаимодействий* и электростатич. энергии взаимодействия ионов, находящихся в Р. и на поверхности мицелл. В нематич. фазах расстояние между мицеллами (цилиндрами и дисками) составляет обычно неск. сотен Å, и искажение структуры растворителя, вызванное присутствием мицелл, по-видимому, слабо сказывается на взаимодействии агрегатов. В нематич. структурах с длиной цилиндрич. мицелл $\sim 10^3$ Å и более существенное значение имеет изгиб мицелл, энергия к-рого сравнима с энергией взаимодействия между мицеллами.

Дефекты и текстуры лиотропных жидких кристаллов. Ближний порядок, существующий в упаковке молекул в мицеллы, а также во взаимном расположении мицелл в Р., определяет особенности *текстуры* макроскопич. образца. Так, для нематич. лиотропных фаз осн. дефектами упаковки мицелл, к-рые определяют характерную картину изображения образца, получаемую с помощью оптич. поляризац. микроскопа, являются *дисклинации*. Структура дисклинаций в лиотропных нематич. кристаллах такая же, как в термотропных.

В ламеллярных фазах наим. энергию имеют деформации структур, при к-рых величина водного промежутка постоянна и равна своему равновесному значению во всём объёме образца, за исключением особых линий. Этому условию удовлетворяют краевые *дислокации* и различные конфокальные домены, простейшими из к-рых являются миелиновые фигуры (многослойные структуры, представляющие собой слои, свёрнутые по спирали; рис. 16). Краевые дислокации, к-рых в лиотропных смектич. жидких кристаллах может быть, по крайней мере, два типа (рис. 17), приводят к образованию т. н. террас Гранжана, видимых в оптический и электронный микроскопы, а также к образованию разл. пучков и сеток.

Рис. 16. Схема строения миелиновых фигур.

Структура дефектов в ламеллярных фазах существенно зависит от содержания воды в образце и от темп-ры. Одноврем. с изменением текстуры происходит изменение электропроводности Р. и коэф. диффузии ионов. При охлаждении системы в момент образования геля вследствие наклона амфифильных молекул в биослоях

Рис. 17. Два типа краевых дислокаций в лиотропных смектических структурах.

может возникать волнообразная деформация ламелл (наблюдаемая в электронный микроскоп и проявляющаяся в особенностях рассеяния рентг. лучей).

Микроэмульсии

Добавление в систему несмешиваемых в обычных условиях жидкостей (напр., систему масло — вода) амфифильного вещества [а в нек-рых случаях — спирта и (или) неорганич. соли] качественно изменяет свойства системы. Растворимость масла в воде резко возрастает при концентрации амфифильного вещества, превышающей ККМ. Молекулы гидрофобного вещества располагаются в углеводородных ядрах мицелл, размеры к-рых при этом увеличиваются — мицеллы набухают. Такое увеличение растворимости гидрофобных веществ в полярных растворителях (или полярных веществ в жирном растворителе) с образованием агрегатов наз. с о л ю б и л и з а ц и е й. Радиус набухших мицелл в нек-рых случаях может достигать неск. сотен Å; мицеллярные Р. при этом наз. м и к р о э м у л ь с и я м и типа «масло в воде» (o/w). Способность мицелл набухать в масле обычно ограничена, и при достижении нек-рой критич. концентрации масло отслаивается в виде отд. фазы. На рис. 18 изображён участок фазовой диаграммы солюбилизированного масла; равновесию фазы масла и солюбилизированного в воде масла отвечает кривая солюбилизации BC.

Рис. 18. Схематическое изображение фазовой диаграммы масла, солюбилизированного в воде: *1* — трёхфазная область (вода + масло + амфифил); *2* — однородная прозрачная фаза (масло, солюбилизированное в воде); *3* — двухфазная система (солюбилизированное в воде масло + масло). AB — кривая помутнения раствора; BC — кривая солюбилизации; $T_{нф}$ — температура инверсии фаз.

Радиус набухших мицелл определяется площадями, приходящимися на полярную «головку» на поверхностях раздела вода — амфифил ($S_{w/s}$) и масло — амфифил ($S_{o/s}$). Для пенонных амфифильных молекул, размеры полярной и гидрофобной частей к-рых примерно равны, предельное значение радиуса кривизны R поверхности масло — вода определяется соотношением

$$R \approx (\sqrt{S_{o/s}} + \sqrt{S_{w/s}}) L / (\sqrt{S_{w/s}} - \sqrt{S_{o/s}}),$$

где L — полная длина амфифильной молекулы. Величина, стоящая в знаменателе этого выражения, зависит от темп-ры и состава Р., и при нек-рых значениях этих параметров (при темп-ре инверсии фаз) кривизна поверхности мицеллы может менять знак, т. е. происходит обращение микроэмульсии: $o/w \rightarrow w/o$ («масло в воде» → «вода в масле»). Вблизи темп-ры инверсии фаз мутность Р. резко возрастает и может наблюдаться, напр., *опалесценция критическая*. В узком интервале темп-р вблизи темп-ры инверсии фаз (заштрихованная область на рис. 18) в Р. обнаруживаются агрегаты разл. формы и состава: цилиндры, одно- и многослойные липосомы,

ламеллы. Наблюдения в оптический и электронный микроскопы, а также данные *малоуглового рассеяния* рентг. излучения показали, что может возникать своеобразное подобие надмолекулярной организации микрозмульсий в интервале масштабов от неск. десятков нм до неск. мкм.

Возможность возникновения развитой поверхности масло — вода вблизи темп-ры инверсии фаз связана с резким уменьшением величины *поверхностного натяжения* на этой границе в присутствии амфифильного вещества. Прямые измерения показывают, что добавление амфифильного вещества (а возможно, и спирта и (или) неорганич. соли) может привести практически к полному исчезновению поверхностного натяжения (т. н. ультранизкое поверхностное натяжение).

Коллоидные растворы

К коллоидным растворам, в широком смысле, кроме мицеллярных Р. (наз. также ассоциирующими коллоидами) относят разнообразные суспензии (взвеси) частиц, таких, как белковые глобулы, вирусы (см. *Клеточные структуры*), металлические и полимерные золи и т. п. Частицы в коллоидном Р. взаимодействуют посредством слабых сил: ван-дер-ваальсово притяжение конкурирует с отталкиванием заряженных поверхностей частиц (в условиях экранирования зарядов ионами Р.). В случае гидрофильных частиц (т. н. гидрофильные коллоиды), к к-рым относятся глинистые минералы, а также практически все водорастворимые вещества биол. происхождения, существ. роль играют т. н. гидратац. силы, обязанные искажению структуры растворителя вблизи поверхностей частиц (на расстоянии 1—3 нм).

С течением времени частицы, совершающие в коллоидном Р. *броуновское движение*, слипаются — коагулируют. Скорость этого процесса сильно зависит от величины потенц. барьера на кривой потенц. энергии взаимодействия частиц в Р. (рис. 19), отделяющего

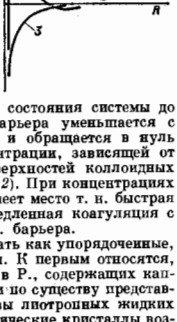


Рис. 19. Потенциальная энергия двух коллоидных частиц, находящихся на расстоянии R друг от друга: *1* — малая концентрация ионов; *2* — концентрация ионов, соответствующая порогу коагуляции; *3* — большая концентрация ионов.

состояние слипшихся частиц от состояния системы до коагуляции. Высота потенц. барьера уменьшается с ростом концентрации ионов Р. и обращается в нуль при нек-рой их критич. концентрации, зависящей от темп-ры, электрич. свойств поверхностей коллоидных частиц и зарядов ионов (кривая *2*). При концентрациях ионов, бо́льших критической, имеет место т. н. быстрая коагуляция, при меньших — медленная коагуляция с флуктуац. преодолением потенц. барьера.

При коагуляции могут возникать как упорядоченные, так и неупорядоченные агрегаты. К первым относятся, напр., тактоиды, образующиеся в Р., содержащих капсиды вируса табачной мозаики, и по существу представляющие собой нематические фазы лиотропных жидких кристаллов. Упорядоченные кубические кристаллы возникают в Р., содержащих полимерные частицы (напр., шарики латекса диаметром 100—1000 нм). К неупорядоченным агрегатам относятся т. н. гели, к-рые образуются в коллоидных Р. разл. состава и представляют собой упругие твёрдые тела, имеющие трёхмерный каркас из слипшихся коллоидных частиц — цилиндров, пластинок и т. п. Пустоты в каркасе заполнены растворителем. Полимерные гели образованы макромолекулами, скрещёнными между собой к.-л. хим. агентами (напр., резина, набухшая в бензине, представляет собой Р. нитей каучука, «сшитых» в нек-рых точках серными мостиками). Содержание растворителя в геле может увеличиваться (набухание) или уменьшаться (осушение) при изменении темп-ры или (и) ионной силы Р. Как правило, набухание гелей ограничено, а избыток жидкости отслаивается в отд. фазу.

Модуль упругости геля зависит от концентрации «сшивок» между отд. частицами (рис. 20), причём конечный

Рис. 20. Зависимость модуля упругости K геля от концентрации «сшивок» между полимерными модулями [по оси абсцисс — параметр надкритичности $(p/p_c - 1)$, где p — концентрация «сшивок», p_c — её критич. значение].

модуль сдвига появляется при нек-рой критич. концентрации «сшивок». Процесс образования геля из жидкого коллоида наз. фазовым переходом золь — гель.

Коллоидные Р. глинистых минералов, подобных монтмориллониту, обладают свойством тиксотропии, а именно: при механич. размешивании Р. представляет собой жидкость, а в состоянии покоя — гель. Трёхмерный каркас монтмориллонитоых гелей образован кристаллич. алюмосиликатными пластинками (диаметром в неск. сотен нм, толщиной ок. 1 нм), несущими заряды — отрицательные на поверхностях и положительные на торцах. В геле соседние пластинки могут быть ориентированы как параллельно друг другу (т. н. плотные контакты; в этом случае расстояние между ними определяется балансом электростатических, ван-дер-ваальсовых и гидратационных сил; рис. 21), так и пер-

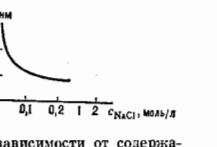


Рис. 21. Зависимость расстояния d между параллельными алюмосиликатными пластинками монтмориллонита от концентрации NaCl.

пендикулярно друг другу. В зависимости от содержания воды и разл. солей (глинистые минералы обладают свойством избират. связывания ионов из раствора, напр. ионов K^+, Cs^+, Ca^{++}, Sr^{++} и др.) относит. доля контактов двух типов изменяется, а с ней изменяются и реологич. свойства гелей.

Особенность мн. коллоидных Р.— наличие значит. времён релаксации неравновесных состояний: даже в сравнительно разбавленных суспензиях релаксац. процессы могут длиться неделями и месяцами.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Курс физической химии, 2 изд., т. 1, М., 1969; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 2 — Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979; Веденов А. А., Левченко Е. Б., Надмолекулярные жидкокристаллические структуры в растворах амфифильных молекул, «УФН», 1983, т. 141, с. 3; Веденов А. А., Физика растворов, М., 1984; Микроэмульсии. Структура и динамика, под ред. С. Е. Фрибберга, П. Ботореля, пер. с англ., М., 1990.

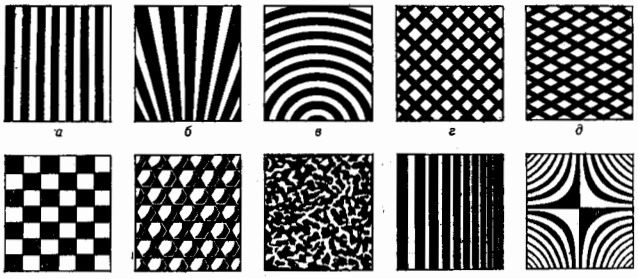
А. А. Веденов, Е. Б. Левченко.

РАСТР (от лат. rastrum — грабли) — решётка, обычно служащая для пространственного структурного преобразования проходящего через неё или отражённого ею направленного пучка лучей. Решётчатые структуры, взаимодействующие не со световыми, а с др. рода излуче-

циями, соответственно паз. рентг., акустическими и др. Р. Изображение, промодулированное Р., наз. растровым изображением, а сам процесс получения такого изображения наз. растрированием.

Решётки оптич. Р. формируются из большого числа однотипных элементов (отверстий, линз, призм, зеркал и др.), определённым образом расположенных на к.-л. поверхности — плоской, цилиндрич., сферич. и др. формы. В зависимости от вида элементов Р. подразделяются на щелевые, линзовые, призматич., зеркальные и т. д. Геом. структура решёток, образующих Р., разнообразна.

Нек-рые типы плоских Р. см. на рис. 1. Если элементы Р. представляют собой ряд параллельных линий, то Р. наз. линейным (*а*), если элементы расходятся в виде лучей из одиого общего центра, Р. наз. радиальным (*б*), если элементы выполнены в виде концентрич. колец, — кольцевым (*в*). Элементы Р. в виде ячеек могут быть образованы пересечением линейных Р. (*д*). При пересечении двух систем параллельных линий (линиатуры) под углом 90° образуется Р. ортогональной структуры (*г*); элементы Р. могут располагаться в шахматном порядке (*е*) и др. разл. образом. Р., составленные из шестиугольных элементов (в виде сот), наз. гексагональными (*ж*). Элементы Р. могут представлять собой хаотически распределённые ячейки неправильной формы; такой зернистый Р., применяемый в полиграфии, наз. корновым (*з*). Распределение элементов в плоскости Р. может подчиняться разл. закономерностям в зависимости от назначения Р. Так, распределение элементов одномерного Р. Жирара (*и*), применяемого в спектромонохроматорах, описывается косинусоидной ф-цией $\cos\pi x^2$, более сложное распределение гиперболич. двухмерного Р. Жирара показано на рис. 1, *к*.



а *б* *в* *г* *д*

е *ж* *з* *и* *к*

Рис. 1.

Существуют Р., элементы к-рых не имеют чётких границ; напр., прозрачный участок постепенно переходит в непрозрачный — такие Р. наз. полутоновыми. Если в пределах прозрачного участка элемента Р. постепенно изменяется показатель преломления среды, то Р. наз. фазовым. Элементы Р. могут группироваться для выделения определ. участка спектра и определенного типа поляризации; такие Р. наз. соответственно цветными и поляризационными.

Осн. геом. характеристики Р.: форма поверхности, тип составляющих его элементов, структура и распределение элементов но поверхности. Осн. оптич. характеристики Р.: период, скважность, геом. форма и размеры его элементов.

Оптич. эффект действия Р. зависит от типа и условий использования. Пучок света, прошедший через Р. (или отражённый им), разбивается на отд. дискретные пучки (дискретизуется). На близком расстоянии от Р. распространение такого дискретизованного пучка подчиняется преобразованию по законам геом. оптики. Однако на значит. расстоянии от Р. дифракц. явления и интерференция изменяют пространственную структуру дискретизованного пучка. Регулярные Р. на больших расстояниях работают как *дифракционные решётки*. В связи с этим различают контактные Р., проекционные и растры — дифракц. решётки.

При контактном наложении двух Р. с периодич. структурами образуются комбинац. полосы муара (рис. 2), повторяющие в увелич. масштабе структуру совмещаемых Р. Интервал следования комбинац. полос w зависит от периодов Р. a_1 и a_2 и угла φ между направлениями их линиатуры соответственно:

$$w=a_1a_2\left(a_1^2+a_2^2-2a_1a_2\cos\varphi\right)^{-1/2}.$$

Образование муара применяется в технике для контроля очень малых угл. и линейных перемещений. Р. используются для получения цветных телевиз. изображений, для изготовления стереоскопич. фотографий, для печати типографским способом полутоновых изображений, для получения контрастных рентг. изображений и для решения др. оптич. задач. В полиграфии оптич. полутоновое изображение разбивается Р. на отд. дискретные элементы. Изображение, состоящее из таких элементов, позволяет передавать градации яркости полутонового изображения с помощью элементов одинаковой светлоты, но различной величины. Сопряжение Р. с экранами или др. Р. образует растровые оптические системы, обладающие рядом особых оптических свойств.

Лит. см. при ст. *Растровые оптические системы.*

Н. А. Валюс.

Рис. 2.

РАСТРОВАЯ ОПТИКА — область оптики, рассматривающая законы формирования и преобразования дискретизованных *растровыми оптическими системами* изображений, содержащих многомерную информацию.

Н. А. Валюс.

РАСТРОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ — класс оптич. систем, составным элементом к-рых является *растр*. Наличие растра обрааует в системе множество входных и выходных зрачков, смежно расположенных и действующих совместно в формировании оптич. изображения. Такие системы обладают рядом специфич. свойств, таких, как множащее, интегрирующее, анализирующее.

Простейшую Р. о. с. представляет комбинация растра R и установленного за ним диффузно отражающего экрана E (рис. 1). Элементы растра — отверстия или линзы — создают на экране множество более или менее совершенных изображений объекта. Это — первичное множащее свойство Р. о. с. Обратный ход лучей от изображений, полученных на экране,

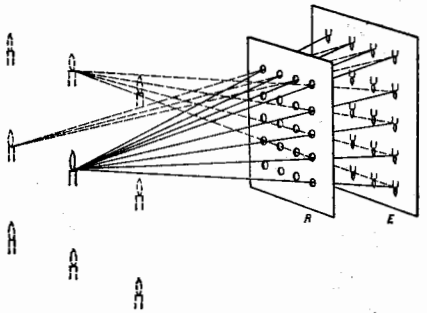


Рис. 1. Простейшая растровая оптическая система: R — растр, E — экран.

восстанавливает естеств. форму объекта в предметном пространстве. Синтезирование целостного пространственного образа объекта лучами от каждого элементарного изображения представляет интегрирующее свойство Р. о. с. В предметном пространстве восстанавливается не одно изображение, а множество ему подобных — это вторичное множащее свойство Р. о. с.

Осн. свойства Р. о. с. наиб. полно проявляются при формировании пространственных изображений в интегральной фотографии, являющейся как бы лучевым аналогом голографии. На первой стадии получают интегральное изображение объекта AB (рис. 2) через

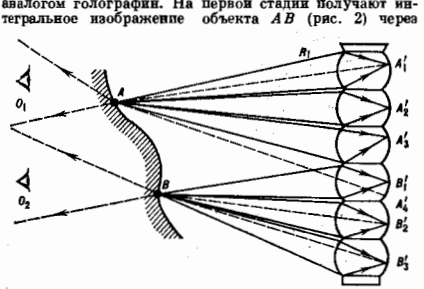


Рис. 2. Получение интегрального изображения объекта AB с помощью ячеистого растра R_1.

ячеистый (линзовый) растр R_1, элементы к-рого выполнены в виде цилиндриков с передними сферич. основаниями, фокусирующими изображения объекта на противоположных сторонах этих цилиндров, покрытых с наружной стороны фотоэмульсией. При съёмке на слое фотоэмульсии образуется большое число микроизображений объекта в виде матрицы, наз. аспектрограммой. Эти изображения $A'_1B'_1$, $A'_2B'_2$ и т. д. не совсем идентичны, они фиксируют объект с несколько разных точек зрения и поэтому различаются параллактич. сдвигами разноудалённых точек объекта. Если осветить полученную на растре матрицу изображений с тыльной стороны, то обратный ход лучей через линзы растра воссоздаёт действительное изображение трёхмерного объекта в предметном пространстве. Разноудалённые точки объекта AB можно увидеть на продолжении лучей от точек A, B из положений O_1, O_2 и т. д. Однако наблюдаемая пространственная картина объекта при этом оказывается инвертной (с вывернутым рельефом) — выступающие детали объекта углублены, и наоборот. Получение правильного рельефа пространственного изображения осуществляется во второй стадии процесса оптич. перекопирования микроизображений аспектограммы через линзы первого растра R_1 на аналогичный второй растр R_2, как это показано в верх. части рис. 3. За линзами растра R_2

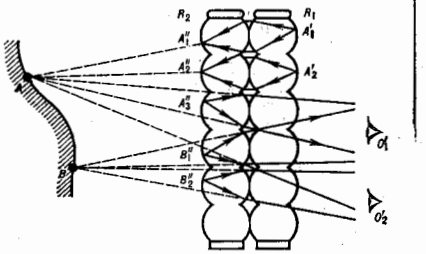


Рис. 3. Оптическое перекопирование микроизображений аспектограммы.

получается обращённая аспектограмма с микроизображениями $A''_1B''_1$, $A''_2B''_2$,..., рассматривая к-рую через этот растр после удаления от него растра R_1, как это показано на ниж. части рис. 3, можно увидеть из точек O'_1, O'_2,... мнимое пространственное изображение объекта AB с уже правильно восстановленным рельефом. Ячеистый растр здесь применяется для разграничения полей микроизображений, регистрируемых на аспектограмме.

Разделение полей микроизображений во время записи (съёмки) аспектограммы можно осуществить также с помощью полевой диафрагмы, ограничивающей поле зрения растровой системы в предметном пространстве. Такой диафрагмой может являться входной зрачок объектива, работающего совместно с Р. о. с. Рис. 4 иллюстрирует принцип работы Р. о. с. при записи многомерной информации об объекте AB через разл. участ-

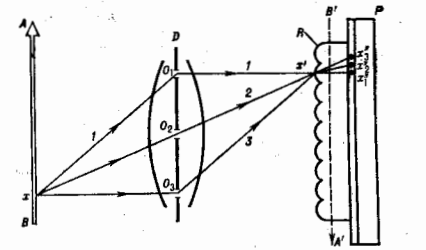


Рис. 4. Растровая оптическая система с записью аспектограммы объекта AB с помощью полевой диафрагмы.

ки входного зрачка съёмочного объектива. Когда открыт небольшой участок O_1 входного врачка объектива, лучи от объекта AB, проходящие этот участок, рисуют изображение объекта $A'B'$ так же, как и при полном открытом зрачке, однако, проходя через элементы растра, они засвечивают не всю поверхность светочувствит. слоя фотопластинки P, а только отд. точки на ней. Так, луч 1 от точки x объекта, создавший изображение x', фиксируется на светочувствит. слое в точке x'. Если же будут открыты участки зрачка O_2 или O_3, то лучи от точки x объекта, создавая ту же точку изображения x', зафиксируются в светочувствит. слое соответственно в точках x'' и x'''. Т. о., при перемещении открытого участка зрачка на фотогр. материале фиксируется ряд последоват. кадров изображения объекта. Это позволяет осуществлять фоторегистрацию (киносъёмку) движущихся объектов или совмещать на одной и той же фотопластине разнородные изображения, раздельно фотографируемые при разл. местоположениях открытого участка в зрачке. Выборка каждого отд. изображения из полученного на фотоматериале смешанного интегрированного кадра возможна после проявления фотопластины, установки её в прежнее положение и освещения со стороны входного зрачка через те участки, к-рые были открыты при фотогр. записи изображения. Возможное число раздельно различимых изображений в смешанном кадре наз. ёмкостью Р. о. с.; в совр. растрах эта величина доходит до 1000.

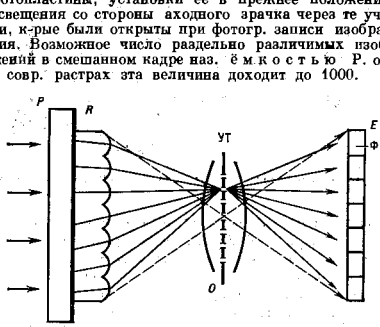


Рис. 5. Принципиальная схема для параллельной обработки многомерной информации: R — растр; P — фотопластинка; УТ — управляемый транспарант; O — объектив; E — экран; ФП — фотоприёмник.

В сочетании с управляемыми транспарантами и матричными твердотельными фотоприёмниками Р. о. с. дают возможность производить разнообразную параллельную обработку массивов многомерной информации (рис. 5). Ряд страниц информации, последовательно записанных через растр на пластинке P, воспроизводится через тот же растр R объективом O на экране E, выполненным, напр., в виде матрицы фотоприёмников. Если при этом во входном зрачке объектива находится управляемый транспарант УТ, с помощью к-рого можно делать прозрачными разл. участки зрачка, то, открывая эти участки, можно в разл. порядке проецировать записанные страницы на экран для считывания. Можно одновременно проецировать неск. страниц информации на экраи, если одновременно открыто неск. светлых клапанов транспаранта; модулируя соответствующим образом светопропускание транспаранта, можно задавать режимы обработки информации (сложение, вычитание и т. п.).

Принцип действия Р. о. с. применим и к электронным, рентг. и др. пучкам лучей. На рис. 6 представлена схема электронной растровой системы, используемой для формирования цветного изображения на экране телевиз. трубки. Пучки электронов от электронных пушек K_1, K_2, K_3 проходят через щели растра R_1;

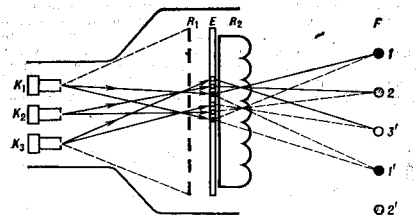


Рис. 6. Схема электронной растровой системы.

пространственно разделяясь, попадают на участки экрана с люминофорами соответственно красного, зелёного и синего свечения. Аддитивно смешиваясь, эти свечения образуют на нек-ром расстоянии цветное изображение. Если перед экраном установить второй растр R_2, то он пространственно разделит пучки лучей, исходящих от разных по цвету элементов экрана, создавая зоны в точках 1, 2, 3, а также в точках 1′, 2′, 3′ и т. д., из к-рых можно видеть соответственно только красное, зелёное или синее изображение. Если же пушками K_1, K_2, K_3 проецировать на экраи не цветные, а *стереоскопические изображения*, то из точек 1, 2, 3 и т. д. можно будет видеть соответственно разл. ракурсы пространственного изображения и т. о. наблюдать на экране объёмное изображение.

Др. разнообразные структуры Р. о. с. позволяют осуществлять фокусирование, коллимацию, дефлектирование, спектральную и селективную фильтрацию световых пучков и т. п. Интересной особенностью Р. о. с. является то, что при записи дискретизованных изображений через линзовый растр со щелевой решёткой в его фокальной плоскости (рис. 7) можно получать

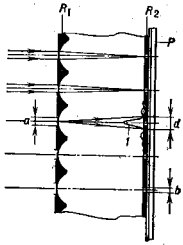


Рис. 7. Дифракция на входной апертуре диафрагмированного линзового растра R_1 с линзами диаметром a, R_2 — щелевой растр со щелью b; P — фотопластинка; d — кружок дифракционного рассеяния; 1 — распределение интенсивности дифракционного рассеяния в фокальной плоскости линзового растра.

более высокое разрешение, чем это следует из дифракц. теории, за счёт пропускания через механич. щели только центр. части дифракц. картины (диска Эйри), а это позволяет получать большие плотности записи оптич. информации на перемещаемом фотоматериале.

Лит.: Валюс Н. А., Растровая оптика, М.— Л., 1949; его же, Растровые оптические приборы, М., 1966; Дудников Ю. А., Ронков Б. К., Растровые системы для получения объемных изображений, Л., 1986.

Н. А. Волос.

РАСТРОВЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — см. *Электронный микроскоп.*

РАСТЯЖЕНИЕ (сжатие) — 1) одноосное растяжение (сжатие) — простейшая деформация, возникающая в призматич. брусе, подверженном равномерному растяжению или сжатию. Такая деформация возникает вдали от концов бруса, к торцам к-рого приложена система сил, приводящая к силе F, направленной вдоль оси центров тяжестей поперечного сечения бруса. При Р. поперечные сечения остаются плоскими, а

нормальные напряжения σ в поперечном сечении распределены равномерно и равны $\sigma = F/S$, где S — площадь поперечного сечения. Удлинение Δl бруса длины l при упругих деформациях определяется ф-лой $\Delta l = Fl/ES$, где ES — жёсткость при Р., E — модуль упругости. При удлинении бруса его поперечное сечение уменьшается. Отношение относительного уменьшения поперечного сечения — ε' к относительному удлинению ε упругого бруса численно равно коэф. Пуассона ν. Зависимость между σ и ε служит механич. характеристикой материала; она находится из опытов на испытат. машинах. В пределах линейной упругости $\sigma = E\varepsilon$. Если σ больше предела текучести $\sigma_т$, зависимость между σ и ε более сложная (см. *Пластичность*).

2) **Всестороннее равномерное растяжение** (сжатие) — напряжённо-деформированное состояние, возникающее в теле под всесторонним равномерным давлением P. При этом во всех точках тела все направления будут главные, а сами напряжения равны P.

И. В. Кеппен.

РАСХОДИМОСТИ в квантовой теории поля — бесконечности, появляющиеся в разложении величин квантовой теории поля в ряд теории возмущений при интегрировании по 4-импульсам виртуальных частиц. В *Фейнмана диаграммах* такому интегрированию отвечают замкнутые петли. Соответствующие интегралы могут расходиться как в области больших, так и в области малых импульсов (когда в теории имеются частицы с нулевой массой покоя). В соответствии с этим различают *ультрафиолетовые расходимости* и *инфракрасные расходимости*.

Ультрафиолетовые Р. в перенормируемой теории (см. *Перенормируемость*) после *регуляризации расходимостей* устраняются методом *перенормировки*. Инфракрасные Р. процессов с конечным числом частиц компенсируются в *инклюзивных сечениях* (см. *Инклюзивный процесс*), учитывающих дополнит. испускание частиц нулевой массы (напр., фотонов), не регистрируемых установкой из-за её ограниченного разрешения по энергии.

А. В. Ефремов.

РАУЛЯ ЗАКО́Н — зависимость относительного понижения давления парциального пара растворителя от концентрации растворённого вещества. Установлен Ф. Раулем (F. Raoult, 1886) для разбавленных растворов. Согласно Р. з.,

$$(p_1 - p)/p_1 = n_1/(n+n_1),$$

где p и p_1 — давление насыщенного пара растворителя над раствором и чистым растворителем соответственно, n_1 и n — числа молей растворённого вещества и растворителя (при расчёте молей нужно учесть состояние молекул раствора — диссоциацию, ассоциацию молекул или сохранение их в индивидуальном, целостном виде).

Р. з. всегда справедлив для бесконечно разбавленных растворов, т. е. при $n_1 \to 0$; в этом случае его можно записать в виде

$$(p_1 - p)p_1 = n_1/n = N_1,$$

где N_1 — мольная доля растворённого вещества в растворе. Для идеальных растворов Р. з. применим при любых концентрациях растворённого вещества и записывается в виде

$$p = p_1 N,$$

где N — мольная доля растворителя в растворе.

См. также *Растворы*.

РАУСА УРАВНЕ́НИЯ — дифференц. ур-ния движения механич. системы в переменных Рауса. Предложены Э. Раусом (E. Routh) в 1867. Для системы с s степенями свободы, находящейся под действием потенц. сил, Р. у. имеют вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial R}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial R}{\partial q_i} = 0 \quad (i = 1, 2, \ldots, m;\ m < s), \qquad (1)$$

$$\frac{dq_k}{dt} = \frac{\partial R}{\partial p_k}, \quad \frac{dp_k}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial q_k} \quad (k = m+1, \ldots, s). \qquad (2)$$

где $R(q_i, p_k, \dot{q}_i, q_k, t)$ — *Рауса функция*, q_i, q_k — обобщённые координаты системы, $\dot{q}_i$ — обобщённые скорости, p_k — обобщённые импульсы, t — время. Формально равенства (1) и (2) имеют соответственно вид ур-ний Лагранжа (где R играет роль ф-ции Лагранжа L) и ур-ний Гамильтона (где R играет роль ф-ции Гамильтона H).

Р. у. удобно пользоваться, когда часть координат системы является *циклическими координатами*. Пусть q_k — циклич. координаты, тогда они в выражение R явно не входят. Следовательно, $\partial R/\partial q_k = 0$ и, согласно второй совокупности ур-ний (2), $p_k = \alpha_k$, где α_k — постоянные интегрирования. В результате $R = R(q_i, \dot{q}_i, \alpha_k, t)$ и ур-ния (1), как и обычные ур-ния Лагранжа, дадут систему m дифференц. ур-ний 2-го порядка относительно обобщённых координат q_i. Т. о., число дифференц. ур-ний, к-рые надо проинтегрировать для нахождения закона движения системы, уменьшится на число циклич. координат. Если это интегрирование будет осуществлено, то q_i определятся в виде $q_i(t, c_i, c_i')$, где c_i, c_i' — новые постоянные интегрирования. После этого можно вычислить R в виде $R(t, c_i, c_i', \alpha_k)$ и остальные (циклич.) координаты найдутся из первой группы ур-ний (2) с помощью квадратур:

$$q_k = \int (\partial R/\partial \alpha_k)\, dt.$$

Лит.: 1) Гантмахер Ф. Р., Лекции по аналитической механике, М., 1960, § 13, 14; 2) Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975, § 7, 2; 3) Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961, § 7, 16, § 7, 17 (содержит Р. у. для случая непотенциальных сил). *С. М. Тарг.*

РАУСА ФУНКЦИЯ — характеристич. ф-ция механич. системы, выраженная через переменные Рауса, к-рыми являются время t, все s обобщённых координат q_ν системы, обобщённые скорости $\dot{q}_i$, соответствующие каким-то m из этих координат, и обобщённые импульсы p_k, соответствующие остальным $s-m$ координатам. Такой выбор переменных удобен, когда $s-m$ координат q_k являются циклич. координатами. Если *Лагранжа функция* $L(q_\nu, \dot{q}_\nu)$ для данной системы известна, то Р. ф. определяется из равенства

$$R(t, q_i, q_k, \dot{q}_i, p_k) = \sum_{k=m+1}^{s} p_k \dot{q} - L,$$

в правой части к-рого все $\dot{q}_k$ ($k = m+1, \ldots, s$) следует выразить через p_k, используя соотношения $p_k = \partial L/\partial \dot{q}_k$. Когда координаты q_k являются циклическими, они в Р. ф. не входят: при этом одновременно $p_k = \text{const} = \alpha_k$ и $R = R(t, q_i, \dot{q}_i, \alpha_k)$. См. также *Рауса уравнения*.

С. М. Тарг.

РЕА́КТОР-РАЗМНОЖИ́ТЕЛЬ (бридер) — *ядерный реактор*, особенностью к-рого является способность к расширенному воспроизводству (размножению) делящихся ядер (*ядерного горючего*). Воспроизводство ядерного горючего в реакторах осуществляется за счёт поглощения части нейтронов в реакторе т. н. ядерным сырьём ^{238}U, ^{232}Th (*радиационный захват* нейтронов) и образования при этом искусств. ядерного горючего — ядер ^{239}Pu, ^{233}U:

$$^{238}_{92}\mathrm{U}(\mathrm{n},\gamma)\,^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta} {}^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta} {}^{239}_{94}\mathrm{Pu};$$

$$^{232}_{90}\mathrm{Th}(\mathrm{n},\gamma)\,^{233}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow{\beta} {}^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow{\beta} {}^{233}_{92}\mathrm{U}.$$

Проблема воспроизводства важна для энергетич. реакторов, в первую очередь для атомных электростанций (АЭС). Наиб. важен уран-плутониевый цикл, в к-ром сырьём служит ^{238}U, а выгорает и вновь образуется ^{239}Pu. Если в реакторе используется уран, обогащённый изотопом ^{235}U, то вместо выгорающего ^{235}U образуется ^{239}Pu. Такой т. н. конверсионный цикл может служить лишь нач. стадией перехода к основному уран-плутониевому циклу в Р.-р.

Коэф. воспроизводства K наз. отношение кол-ва вновь образовавшегося горючего к кол-ву выгоревшего за то же время. Расширенное воспроизводство имеет место, когда $K > 1$. В уран-плутониевом цикле кроме ^{239}Pu образуются (за счёт последоват. поглощения нейтронов) ядра ^{240}Pu, ^{241}Pu, ^{242}Pu. Эти ядра также претерпевают деление, размножают нейтроны и могут вносить вклад в мощность Р.-р. После неск. лет работы в Р.-р. устанавливается постоянный (асимптотич.) состав основных делящихся ядер (не зависящий от исходного), в к-ром содержится 65—75% ^{239}Pu, остальное приходится на высшие изотопы Pu. Постоянство состава делает возможным и целесообразным определение коэф. воспроизводства K для такого ядерного горючего.

Величина K определяется относит. кол-вом нейтронов, поглощающихся в ядерном сырье. Это кол-во зависит от ядерных свойств всех материалов, находящихся в реакторе. Оно обусловлено необходимостью обеспечить протекание *ядерной цепной реакции* деления.

Формула баланса имеет вид

$$K = \nu - \alpha - 1 + (\nu_8 - 1)\varepsilon - \delta. \qquad (1)$$

Здесь $\bar{\nu}$ — ср. кол-во вторичных нейтронов, приходящихся на один акт деления ядра Pu (усреднённое по всем 4 его изотопам со статистич. весом, пропорциональным вероятности их деления); α — отношение сечения радиац. захвата нейтрона к сечению деления Pu (с тем же усреднением); ν_8 — ср. кол-во вторичных нейтронов на 1 акт деления ядра ^{238}U; ε — доля актов деления ядер ^{238}U на один акт деления Pu; δ — потери нейтронов в результате захвата в неделящихся материалах и утечки наружу на один акт деления Pu. Существуют и др. способы определения K, относящиеся только к ^{239}Pu и по-разному учитывающие взаимодействие нейтронов с материалами.

Величина K зависит от энергии нейтронов. С увеличением энергии от тепловой области к быстрой уменьшаются α и δ и растёт ε. В результате, если для реакторов на тепловых нейтронах для ^{239}Pu $K < 1$, то для реакторов на быстрых нейтронах $K > 1$ ($K = 1$, 2—1,6). Т. о., в быстрых реакторах имеет место расширенное воспроизводство ^{239}Pu. Термин «быстрый реактор» по существу — синоним Р.-р.

Расширенное воспроизводство ^{233}U с K, немного превышающим 1, возможно и в тепловых реакторах. Для получения необходимого кол-ва ^{233}U реактор должен начать работу на ^{235}U или ^{239}Pu.

Устройство и особенности. В т е п л о в ы д е л я ю щ и х э л е м е н т а х (ТВЭЛах) Р.-р. в качестве топлива обычно используется керамич. смесь PuO_2 — UO_2, иногда др. прочные хим. соединения или смесь Pu и U в виде металлов. Оболочкой ТВЭЛа служит тонкостенная трубка диам. 6—8 мм. В цилиндрич. активной зоне (объём неск. м^3) размещаются (2—5)·10^4 ТВЭЛов. Группы ТВЭЛов (100—200) собираются в т. н. т е п л о в ы д е л я ю щ и е с б о р к и (ТВС). Быстрые нейтроны обладают большой проникающей способностью, и поэтому заметное их кол-во покидает активную зону. Для утилизации этих нейтронов в отражателе реактора помещается ^{238}U (UO_2), в к-ром, как и в активной зоне, происходит накопление Pu. Такой отражатель наз. экраном или б л а н к е т о м.

В Р.-р. отсутствуют вещества-замедлители нейтронов (упругое рассеяние). Однако нек-рое *замедление нейтронов* всё же происходит за счёт гл. обр. неупругого рассеяния. Поэтому энергетич. спектр нейтронов несколько мягче спектра нейтронного деления (неск. сотен кэВ вместо 2 МэВ).

Особенности Р.-р. определяются взаимодействием быстрых нейтронов с материалами активной зоны. Сечения деления для быстрых нейтронов существенно ниже (на 2 порядка), чем для тепловых. В результате критическая масса значительно больше, чем для тепловых реакторов (в тех же размерах). Чтобы снизить уд. затраты на ядерное горючее, «замороженное» в критич. массе, необходимы высокие плотности тепловыделения (~1000 кВт/л). Для столь интенсивного отвода тепла из реактора в качестве теплоносителя применяется жидкий Na (вода исключается, т. к. является замедлителем нейтронов). Недостаток Na — высокая хим. активность при взаимодействии с водой или кислородом воздуха, что может негативно проявляться при аварийных ситуациях.

Отношение сечения деления Pu к сечению радиац. захвата ^{238}U для быстрых нейтронов намного меньше, чем для тепловых. Поэтому для обеспечения критич. режима необходимо увеличивать концентрацию Pu в смеси Pu — U до 16—30% (в тепловых ~ 2—3%). Время жизни нейтронов в Р.-р. (время между двумя последоват. циклами деления) порядка 10^{-7}—10^{-8} с (в тепловых реакторах на неск. порядков больше).

Особенностью Р.-р. является трёхконтурная схема: Na первичного контура передаёт тепло из реакто-

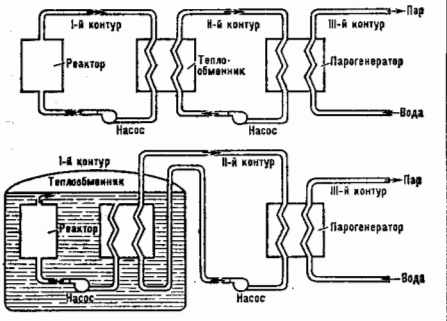


Рис. 1. Петлевая (*а*) и интегральная (*б*) схемы размещения оборудования.

ра в теплообменнике натрию второго контура. Последний же в парогенераторе нагревает воду третьего контура, к-рая превращается в пар и поступает на турбину. При этом исключается опасность попадания воды в активную зону, что может вызвать нежелат. изменение реактивности. Исключается также возможность взаимодействия воды с радиоактивным Na (первичного контура) с последующим выходом радиоактивности наружу.

Существуют 2 варианта компоновки АЭС: петлевой и интегральный (рис. 1). В петлевом варианте все натриевые контуры размещаются в изолир. боксах, заполненных воздухом или инертным газом. В интегральном варианте все элементы первичного контура (насосы, теплообменники, трубопроводы и сам реактор) помещаются в бак, заполненный Na, к-рый также участвует в циркуляции по первичному контуру.

Первый отечеств. пром. Р.-р. БН-350 (АЭС в г. Шевченко) двухцелевого назначения (энергетика и опреснение морской воды) тепловой мощностью 750 МВт выполнен в петлевом варианте; реактор БН-600 (Свердловская обл.) электрич. мощностью 600 МВт имеет интегральную компоновку. Пром. Р.-р. работают также во Франции и Великобритании. Сооружается отече-

ственный Р.-р. мощностью 800 МВт (БН-800); его характеристики см. в табл.

Характеристики БН-800

Мощность электрическая, МВт	800
Кпд цикла, %	40
Температура Na на выходе из реактора, °С	550
Температура пара, °С	490
Давление пара, МПа	14
Размер бака первичного контура (диаметр/высота), м	13/13
Размер активной зоны (диаметр/высота), м	2,5/1
Топливо	PuO_2–UO_2
Критическая масса Pu, т	2,5
K	1,3

Топливный цикл. Глубина выгорания топлива (отношение кол-ва выгоревшего топлива к нач. кол-ву Pu и U в ТВЭЛах) и соответственно длительность работы ТВС (тепловыделяющей системы) на номинальной мощности ограничены неск. факторами: опасностью выхода из строя ТВЭЛов в результате корроз. воздействия на оболочку накапливающихся продуктов деления; угрозой недопустимой деформации ТВС при длит. воздействии интенсивных потоков быстрых нейтронов (т. н. вакансионное распухание стали); повышением давления внутри ТВЭЛа из-за накопления газообразных осколков.

Достигнутая ср. глубина выгорания в БН-600 порядка 4%. Это соответствует длительности (кампании) ~ 1,5 лет. Отработавшие ТВС извлекаются для регенерации и последующего возвращения топлива в реактор. Схема круговорота топлива (т о п л и в н о г о ц и к л а) представлена на рис. 2. Выдержка отработавшего топлива (в спец. хранилищах) требуется для спада радиоактивности (и соответственно тепловыделения) до уровня, при к-ром не возникает особых затруднений при регенерации. Время выдержки $\gtrsim 3$ лет.

Регенерация состоит из хим. переработки, при к-рой происходит очистка от осколков, и изготовления ТВС. Несмотря на предварит. выдержку, радиоактивность топлива остаётся высокой, что требует дистанц. произ-

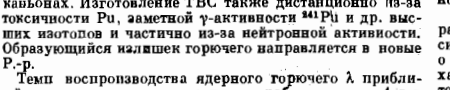


Рис. 2. Топливный цикл.

водства в хорошо защищённых (тяжёлых) боксах или кавьонах. Изготовление ТВС также дистанционно из-за токсичности Pu, заметной γ-активности ^{241}Pu и др. высших изотопов и частично из-за нейтронной активности. Образующийся излишек горючего направляется в новые Р.-р.

Темп воспроизводства ядерного горючего λ приближённо равен отношению кол-ва наработанного за 1 год в реакторе излишка горючего к его общему кол-ву, занятому во всём топливном цикле. Он определяется ф-лой

$$\lambda = 384(K^* - 1)/M_a\left(\frac{1}{\varphi} + \frac{t_b}{t_a}\right)(1+\varepsilon).$$

Здесь K^* — техн. коэф. воспроизводства, учитывающий технол. потери горючего, а также потери нейтронов, связанные с захватом осколками; M_a — уд. критич. загрузка горючего (кг), отнесённая к тепловой мощности реактора 1000 МВт; φ — коэф. нагрузки реактора; t_a и t_b — длительности работы ТВС и внешнего цикла. Иногда вместо λ для характеристики роста мощности употребляется т. н. время удвоения, равное $0{,}7/\lambda$; для оксидов $\lambda \simeq 2{,}5\%$, для металлов $\lambda \simeq 5{,}0\%$.

Значение и перспективы. Р.-р. позволяют использовать в качестве ядерного горючего (путём превращения U в Pu) практически весь добываемый уран. Тем самым сырьевая база ядерной энергетики увеличивается, по крайней мере, в неск. десятков раз. В Р.-р. может быть полностью использован и Th, превращённый в ^{233}U. В техн. и технол. плане Р.-р. разработаны достаточно хорошо. В экономич. отношении они пока уступают тепловым реакторам. Топливная составляющая стоимости электроэнергии для Р.-р. зависит от затрат на регенерацию топлива. Для тепловых реакторов эта стоимость определяется затратами на добычу природного урана. Однако в дальнейшем, в связи с увеличением затрат на добычу урана (по мере истощения осн. месторождений), совершенствованием и упрощением конструкции Р.-р. станут более предпочтительными.

Лит.: Л е й п у н с к и й А. И., Состояние и перспективы развития быстрых реакторов, «Атом. энергия», 1970, т. 28, в. 4, с. 297; У с ы н и н Г. Б., К у с м а р ц е в Е. В., Реакторы на быстрых нейтронах, М., 1985; К а з а ч к о в с к и й О. Д., Реакторы на быстрых нейтронах — взгляд в будущее, «Атом. энергия», 1987, т. 63, в. 5, с. 299.

О. Д. Казачковский.

РЕАКЦИИ СВЯЗЕЙ — для связей, реализуемых с помощью к.-н. тел (см. *Связи механические*),— силы, с к-рыми эти связи действуют на тела механич. системы, препятствуя тем или иным их перемещениям в пространстве. В отличие от активных сил, Р. с. являются величинами заранее неизвестными; они зависят от вида связей, от значений действующих на систему активных сил, а при движении системы ещё и от закона её движения и определяются в результате решения соответствующих задач механики. Направление Р. с. может в нек-рых случаях зависеть не от действующих активных сил, а только от вида связи. Напр., если для тела P связью является гладкая (лишённая трения) поверхность, то Р. с. направлена по нормали n к этой поверхности. На рис. 1 показано, как направлены Р. с. в случаях, когда связями являются гладкая поверхность (*а*), гладкая опора (*б*), гибкая нить (*в*). В других случаях направление Р. с. заранее неизвестно. На рис. 2 показаны гладкий цилиндрич. шарнир (подшипник, *а*) и гладкий сферич. шарнир (*б*), для к-рых Р. с. представлены соответственно двумя ($\boldsymbol{R}_x$, $\boldsymbol{R}_y$) и тремя ($\boldsymbol{R}_x$, $\boldsymbol{R}_y$, $\boldsymbol{R}_z$) составляющими. Для шероховатой связи Р. с. имеет две составляющие: нормальную и касательную, наз. с и л о й т р е н и я.

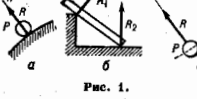


Рис. 1.

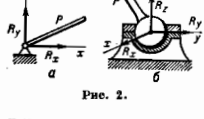


Рис. 2.

При решении задач Р. с. определяются из ур-ний равновесия или движения рассматриваемой механич. системы. В задачах динамики в общем случае, когда о направлениях Р. с. заранее ничего неизвестно, механич. систему рассматривают как свободную, а к её телам прилагают нек-рые силы, подбираемые так, чтобы во всё время движения выполнялись условия, налагаемые на систему связями; эти силы и наз. Р. с.

С. М. Тарг.

РЕАКЦИИ ФУНКЦИЯ (отклика функция) в с т а т и с т и ч е с к о й ф и з и к е — ф-ция, представляющая реакцию статистич. системы на зависящее от времени внеш. возмущение. Если на систему действуют зависящие от времени внеш. силы $\mathcal{F}_j(t)$ (напр., электрич. или магн. поля), то вызываемое ими возмущение можно представить в виде добавки к *гамильтониану* члена

$$H_t^1 = -\sum_{j=1}^{n} \mathcal{F}_j(t)\alpha_j. \qquad (1)$$

Предполагается, что $\mathcal{F}_j(t)$ включается адиабатически, т.е. при $t \to -\infty$ $\mathcal{F}_j(t)$ ведёт себя как $\exp(\varepsilon t)$, где $\varepsilon > 0$. Здесь $\mathcal{F}_j(t)$ имеет смысл «силы», с к-рой внеш. поле действует на сопряжённую ему величину α_j, характеризующую статистич. систему [напр., если $\mathcal{F}_j(t)$ —

электрич. или магн. поля, то α_j — компоненты вектора поляризации или намагниченности].

Р. ф. системы на возмущение (1), т. е. вызываемое им изменение ср. значений $\langle\alpha_j\rangle(\langle\alpha_j\rangle_0$ — значение величины $\langle\alpha_j\rangle$ в состоянии *равновесия статистического*), равна

$$\langle\alpha_j\rangle-\langle\alpha_j\rangle_0=-\int\limits_{-\infty}^{t}\varkappa_{jk}(t-t')\mathscr{F}_k(t')dt', \qquad (2)$$

где $\varkappa_{jk}=\ll\alpha_j(t)-\langle\alpha_j\rangle_0,\quad \alpha_k(t')-\langle\alpha_k\rangle_0\gg$ — Р. ф. системы на возмущение $\mathscr{F}_k(t')$, подразумевается суммирование по двойным индексам, скобки $\ll\ldots,\ \ldots\gg$ означают запаздывающую *Грина функцию*. Выражение (2) для реакции системы наз. *Кубо формулами* и даёт микроскопич. выражения для тензора электропроводности, магн. восприимчивости, диэлектрич. проницаемости. Если возмущение системы пространственно-неоднородно, то Р. ф. зависит как от времени, так и от пространственной координаты (см. *Грина — Кубо формулы*).

Д. Н. Зубарев.

РЕАКЦИЯ ИЗЛУЧЕ́НИЯ (радиационное трение) — сила, действующая на ааряж. частицу со стороны создаваемого ею поля эл.-магн. излучения.

Движение заряда с ускорением приводит к излучению эл.-магн. волн. Эл.-магн. волны уносят энергию и импульс. Поэтому система движущихся с ускорением зарядов не является замкнутой: в ней не сохраняются энергия и импульс. Такая система ведёт себя как механич. система при наличии сил трения (диссипативная система), к-рые вводятся для описания факта несохранения энергии в системе вследствие её взаимодействия со средой. Совершенно так же передачу энергии (и импульса) заряж. частицей эл.-магн. полю излучения можно описать как «лучистое (радиац.) трение». Зная теряемую в единицу времени энергию (т. е. интенсивность излучения), можно определить «силу трения». В случае электрона, движущегося в ограничь. области со скоростью, малой по сравнению со скоростью света в вакууме c, интенсивность излучения составляет

$$I=\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}w^2,$$

где w — ускорение. Если движение носит приближённо-периодич. характер, то соответствующая сила трения выражается ф-лой, полученной впервые Х. Лоренцем (H. Lorentz):

$$F=\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\frac{dw}{dt}.$$

Р. и. приводит к затуханию колебаний заряда, что проявляется в уширении спектральной линии излучения (т. н. *естественная ширина спектральной линии*).

Понять природу Р. и. можно след. образом. Создаваемое ускоренно движущимся электроном поле, имеющее на больших расстояниях характер бегущей волны, отлично от нуля и в области вблизи заряда. Действие этого поля («собственного поля») на заряд и даёт Р. и. Необходимость учёта действия заряда на самого себя (через создаваемое им поле) приводит к принципиальным трудностям, тесно связанным с проблемой структуры электрона, природы его массы и др. (см. *Электродинамика классическая*).

Строгая постановка задачи состояла бы в следующем. Имеется динамич. система из зарядов и эл.-магн. поля. Она описывается двумя связанными системами ур-ний: ур-ниями движения частиц в поле и ур-ниями поля, определяющегося расположением и движением заряж. частиц. Практически имеет смысл лишь приближённая постановка задачи методом последоват. приближений. Напр., сначала находится движение электрона в заданном поле (т. е. без учёта собств. поля), затем — поле заряда но его заданному движению и далее, в качестве поправки,— влияние этого поля на движение заряда, т. е. Р. и. Такой метод даёт хорошие результаты для излучения, с длиной волны $\lambda\gg r_0=e^2/m_ec^2$ ($r_0\approx2\cdot10^{-13}$ см — «классич. радиус» электрона). Реально уже при $\lambda\sim\hbar/m_ec\approx10^{-10}$ см необходимо учитывать квантовые эффекты. Поэтому приближённый метод учёта Р. и. справедлив во всей области применимости классич. электродинамики.

Квантовая электродинамика в принципиальном отношении сохранила тот же подход к проблеме, освоенный на методе последоват. приближений (*возмущений теория*). Но её методы позволяют учесть Р. и., т. е. действие собств. поля на электрон, практически с любой степенью точности; причём не только «диссипативную» часть Р. и. (затухание спектральных линий), но и «потенц.» её часть, т. е. эфф. изменение внеш. поля, в к-ром движется электрон. Это проявляется в изменении энергетич. уровней и эфф. сечений процессов столкновений (см. *Радиационные поправки*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Клепиков Н. П., Силы торможения излучением и излучение заряженных частиц, «УФН», 1985, т. 146, в. 2, с. 317.

В. Б. Берестецкий.

РЕБИНДЕРА ЭФФЕ́КТ (адсорбционное понижение прочности) — уменьшение поверхностной (межфазной) энергии вследствие физ. или хим. процессов на поверхности твёрдых тел, приводящее к изменению его механич. свойств (снижению прочности, возникновению хрупкости, уменьшению долговечности, повышению пластичности и др.). К Р. э. приводят *адсорбция* поверхностно-активных веществ, *смачивание* (особенно твёрдых тел расплавами, близкими по атомно-молекулярной природе), электростатич. заряд на поверхности, хим. реакции. Открыт П. А. Ребиндером в 1928.

Лит.: Ребиндер П. А., Поверхностные явления в дисперсных системах. Физико-химическая механика, Избр. труды, М., 1979.

РЕВЕРБЕ́РАЦИЯ (от ср.-век. лат. reverberatio — отражение) — постепенное затухание звука в закрытых помещениях после выключения его источника. Воздушный объём помещения представляет собой колебат. систему с большим числом собственных частот. Собственные колебания, возбуждаемые источником звука, характеризуются своими коэф. затухания (см. также *Поглощение звука*) и поэтому затухают неодновременно. Длительность Р. определяется временем реверберации, т. е. временем, в течение к-рого интенсивность звука уменьшается в 10^6 раз, а его уровень снижается на 60 дБ. Время Р. характеризует акустич. качество помещения (см. также *Архитектурная акустика*). Оно тем больше, чем больше объём помещения и чем меньше поглощение звука.

Р. наз. также послезвучание, наблюдаемое в море в результате отражения и рассеяния исходного звука от дна (донная Р.) и неоднородностей водной среды (объёмная Р.).

РЕГЕНЕ́РАЦИЯ (от позднелат. regeneratio — возрождение, возобновление) в радиофизике — компенсация потерь *динамической системы* за счёт подключения к ней источника энергии и устройства, регулирующего связь между ними. Для Р. используются двухполюсники с падающей вольт-амперной характеристикой (нек-рые газоразрядные приборы, туннельные диоды) или цепь положит. *обратной связи*. Возможна параметрич. Р., возникающая в колебат. системе при периодич. изменении одного из её энергоёмких элементов (ёмкость, индуктивность) (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*). Полная компенсация потерь приводит к возбуждению автоколебаний, неполная — к возрастанию времени затухания свободных колебаний в системе.

Лит.: Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988.

Ю. С. Константинов.

РЕГИСТРИ́РУЮЩИЕ ГОЛОГРАФИ́ЧЕСКИЕ СРЕ́ДЫ — светочувствит. материалы, в к-рых записываемое интерференц. поле инициирует возникновение соответственной ему пространственной модуляции по крайней мере одного из параметров: коэф. поглощения α, показателя преломления n или толщины материала d.

Фотоиндуциров. изменение α используется для регистрации амплитудных голограмм, а изменение n и d — для записи фазовых и рельефно-фазовых голограмм. При одноврем. изменении α и n в Р. г. с. формируется амплитудно-фазовая голограмма.

В зависимости от соотношения d и периода регистрируемой интерференц. картины Λ различают двумерные ($d/\Lambda \ll 1$) и трёхмерные ($d/\Lambda \gg 1$) Р. г. с. Если при этом $d \sim 1$ мкм, то Р. г. с. наз. тонкослойной трёхмерной, а в случае, когда d достигает $10^2 \div 10^3$ мкм, — глубокой трёхмерной (см. *Голография*).

Инициированные световым воздействием изменения параметров Р. г. с. могут быть обратимыми (р е в е р с и в н ы е среды) или носить необратимый характер. Эти изменения могут происходить непосредственно в процессе записи (д и н а м и ч е с к и е среды) или в результате дополнит. обработки материала после экспонирования (среды со с к р ы т ы м и з о б р а ж е н и е м). При постэкспозиц. обработке скрытое изображение многократно усиливается, поэтому Р. г. с. со скрытым изображением, как правило, обладают значительно более высокой чувствительностью, чем динамич. Р. г. с.

Динамические Р. г. с. с изменяющимся при экспонировании показателем преломления n наз. ф о т о р е ф р а к т и в н ы м и. Среди последних различают Р. г. с. с локальным и нелокальным откликом. В Р. г. с. с локальным откликом пространственное распределение фотоиндуцированного изменения показателя преломления $\Delta n(r)$ при записи синусоидальной картины с единичным контрастом (см. *Контраст* оптический) интерференц. поля синфазно или противофазно распределению интенсивности регистрируемого поля $I(r)$, в Р. г. с. с нелокальным откликом $\Delta n(r)$ и $I(r)$ сдвинуты по фазе. Характерной особенностью трёхмерных фоторефрактивных Р. г. с. является взаимодействие в объёме среды записываемого излучения с наведённой им фазовой голограммой, к-рое обусловливает энергообмен между интерферирующими пучками и приводит к изменению пространственной структуры голограммы в процессе записи. Эти изменения ограничивают дифракц. эффективность η (см. *Динамическая голография*, *Голограммные оптические элементы*).

Для неискажённого воспроизведения волнового поля голограммой необходимо, чтобы Р. г. с. обеспечивала адекватную запись всех пространственно-частотных компонент регистрируемой на ней интерференц. картины. Поэтому важнейшей характеристикой Р. г. с. является ф-ция передачи контраста (ФПК), т. е. зависимость амплитуды записанной в Р. г. с. синусоидальной структуры (решётки) от пространственной частоты этой структуры. Непостоянство ФПК в пределах пространственно-частотного спектра регистрируемой интерференц. картины разл. образом влияет на качество изображения, восстановленного голограммами разл. типа: для *Фурье голограмм* оно приводит к ограничению поля зрения, для *Френеля голограмм* — к падению разрешения в восстановленном изображении. При этом разрешающая способность R Р. г. с., необходимая для неискажённого воспроизведения волнового поля, определяется макс. пространственной частотой голограммы и может быть вычислена по ф-ле

$$R \geqslant 2n \sin\theta/\lambda \quad (\text{мм}^{-1}),$$

где n — показатель преломления Р. г. с., 2θ — макс. угол между интерферирующими пучками в среде, λ — длина волны излучения в воздухе. При записи голограмм во встречных пучках R достигает $(6 \div 7) \cdot 10^3$ мм$^{-1}$.

Чувствительность Р. г. с. характеризуют либо экспозицией $H_{опт}$, при к-рой достигаются макс. значения $\eta_{макс}$, либо величиной $S_{\eta=1\%}$, обратно пропорциональной экспозиции, приходящейся на 1% η.

Большинство практич. приложений голографии базируется на использовании галогенидо-серебряных фотогр. материалов, слоях бихромированной желатины (БХЖ) и фототермопластиках. Краткие сведения об этих материалах и других наиб. распространённых Р. г. с. приведены в табл.

Наиболее распространённые регистрирующие голографические среды

Тип голограмм		Регистрирующие голографические среды, используемые для записи голограмм		Параметры регистрирующих голографических сред		
		нереверсивные	реверсивные	$\eta_{макс}$ (%)	R (мм$^{-1}$)	$H_{опт}$, Дж/см^2
Двумерные	амплитудные	Фотографические материалы	Фотохромные плёнки	3	$2{,}5 \times \times 10^3$	10^{-4}
				$\sim 0{,}5$	$\rangle 3 \cdot 10^3$	$\sim 10^{-1}$
	фазовые	Отбелённые фотографические материалы		20	$\rangle 2{,}5 \cdot \cdot 10^3$	10^{-4}
	рельефно-фазовые	Фоторезисты Аморфные полупроводники		70	$\rangle 2 \cdot 10^3$	~ 1
				30	$\rangle 2 \cdot 10^3$	6
			Фототермопластики	~ 20	$4 \cdot 10^3$	10^{-6}
Тонкослойные трёхмерные	амплитудно-фазовые	Фотографические материалы		50	$\rangle 5 \cdot 10^3$	$\sim 10^{-3}$
	фазовые	БХЖ Отбелённые фотографические материалы		99	$\rangle 5 \cdot 10^3$	$\sim 10^{-3}$
				80	$5 \cdot 10^3$	10^{-3}
Глубокие трёхмерные	амплитудно-фазовые		Фотохромные органические (неорганические) материалы	10	$5 \cdot 10^3$	0,1÷5
				(63)		(10^{-4})
	фазовые		Электрооптические кристаллы	80	10^4	1,6
				15	$\sim 10^4$	10^{-2}
		Реоксан Фотополимеры		80	$\sim 10^4$	1÷2
				90	$2 \cdot 10^3$	3

Лит.: Несеребряные и необычные среды для голографии, под ред. В. А. Барачевского, Л., 1978; Регистрирующие среды для изобразительной голографии и кинуголографии, под ред. Г. А. Соболева, Л., 1979; Новые регистрирующие среды для голографии, под ред. В. А. Барачевского, Л., 1983; Ш в а р ц К. К., Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках, Рига, 1986; Свойства светочувствительных материалов и их применение в голографии, под ред. В. А. Барачевского, Л., 1987.

В. И. Суханов.

РЕГРЕССИО́ННЫЙ АНА́ЛИЗ — раздел матем. статистики, посвящённый методам анализа зависимости одной физ. величины Y от другой — x. Пусть в точках x_n независимой переменной x получены измерения Y_n. Нужно найти зависимость ср. значения величины $\overline{Y}$ от величины x, т. е. $\overline{Y}(x) = f(x|a)$, где a — вектор неизвестных параметров a_i (т. е. вектор, компонентами к-рого являются a_i). Ф-цию $f(x|a)$ наз. ф-цией регрессии. Обычно предполагают, что $f(x|a)$ является линейной ф-цией параметров a, т. е. имеет вид

$$f(x|a) = \sum_{i=1}^{I} a_i \varphi_i(x), \qquad (1)$$

где $\varphi_i(x)$ — заданные ф-ции. В этом случае матрицу $A_{ni}=\varphi_i(x_n)$ наз. регрессионной матрицей. Для определения параметров a_i обычно используют *наименьших квадратов метод*, т. е. оценки a_i определяют из условия минимума функционала

$$\Phi=\sum_{n=1}^{N}\Big(Y_n-\sum_i A_{ni}a_i\Big)^2/\sigma_n^2, \qquad (2)$$

где σ_n^2 — дисперсии ошибок измерений Y_n в предположении, что они не коррелированы, и из минимума функционала

$$\Phi=\sum_{n,m}\Big(Y_n-\sum_i A_{ni}a_i\Big)(R^{-1})_{nm}\Big(Y_m-\sum_i A_{mi}a_i\Big)$$

для коррелиров. измерений с корреляц. матрицей R.

В качестве ф-ций $\varphi_i(x)$ при небольших I ($I\leqslant 5$) обычно служат степенные ф-ции $\varphi_i(x)=x^i$. Часто используют ортогональные и нормированные полиномы на множестве x_n:

$$\varphi_i(x)=\sum_{k=1}^{i}c_k^i x^k,\ \sum_n\varphi_i(x_n)\sigma_n^{-2}\varphi_j(x_n)=\delta_{ij}. \qquad (3)$$

В этом случае легко найти оценку $\hat{a}_i$:

$$\hat{a}_i=\sum_n\varphi_i(x_n)Y_n. \qquad (4)$$

Отсюда следует, что вычисление $\hat{a}_i$ не зависит от вычисления других $\hat{a}_j$.

Популярно использование в качестве $\varphi_i(x)$ сплайнов $B_i(x)$, к-рые обладают двумя осн. свойствами: а) $B_i(x)$ — полином заданной степени; б) $B_i(x)$ отличен от нуля в огранич. окрестности точки x_i.

При поиске ф-ции регрессии в виде (1) естественно возникает вопрос о кол-ве членов I в сумме (1). При малом значении I нельзя достичь хорошего описания $\bar{Y}(x)$, а при большом — велики статистич. ошибки ф-ции регрессии.

В предположении, что вектор ошибок измерений Y_n распределён нормально, можно использовать *статистические критерии* и выбрать то I, к-рое является оптимальным при данном множестве измерений Y_n. В случае, когда $\varphi_i(x)$ — ортогональные полиномы, это особенно просто. Как видно из (4), дисперсия $\hat{a}_I$ равна 1 и по значению a_{I+1} можно легко заключить, нужно ли включать $\varphi_{I+1}(x)$ в сумму (1).

Лит.: Клепиков Н. П., Соколов С. Н., Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия, М., 1964; Кендалл М. Дж., Стьюарт А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Себер Дж., Линейный регрессионный анализ, пер. с англ., М., 1980.

В. П. Жигунов.

РЕГУЛЯРИЗА́ЦИЯ — придание смысла расходящимся выражениям с помощью подходящего предельного процесса. Р. тесно связана с классич. методами суммирования расходящихся рядов и интегралов; применяется в теории обобщённых ф-ций, в квантовой теории поля и в др. областях теоретич. физики.

Каждая локально суммируемая ф-ция $f(x)$ в области $O\subset R^n$ задаёт распределение (*обобщённую функцию*) $f\in D'(O)$ по правилу

$$(f,\varphi)=\int f(x)\varphi(x)d^nx,\ \varphi\in D(O)$$

(такое распределение наз. регулярным). Если же $f(x)$ не является локально суммируемой, то интеграл справа расходится и для придания ему смысла используется Р. При этом разл. Р. порождают разл. распределения, и выбор конкретной Р. диктуется решаемой физ. задачей.

Пример. Ф-ция x^{-1} не является локально суммируемой в $\mathbb{R}^1$. Она имеет регуляризации px^{-1}, $(x+iO)^{-1}$, $(x-iO)^{-1}$, где

$$\Big(p\,\frac{1}{x},\varphi\Big)=V.p.\int\frac{\varphi(x)}{x}dx=\lim_{\varepsilon\to+0}\Big\{\int_{-\infty}^{-\varepsilon}+\int_{+\varepsilon}^{+\infty}\frac{\varphi(x)}{x}dx\Big\},$$

$$\Big(\frac{1}{x+iO},\varphi\Big)=\lim_{\varepsilon\to+0}\int\frac{\varphi(x)}{x+i\varepsilon}dx,\ \varphi\in D(\mathbb{R}^1),$$

где *V. p.* означает *главное значение интеграла*. Остальные Р. ф-ции x^{-1} получаются линейными комбинациями приведённых.

Р. применяется также для представления данного распределения в виде предела последовательности регулярных распределений. Напр., *дельта-функция* Дирака имеет Р.

$$(\delta(x),\varphi(x))=\varphi(0)=\lim_{\varepsilon\to+0}\frac{1}{\pi}\int\frac{\varepsilon}{x^2+\varepsilon^2}\varphi(x)dx,\ \varphi\in D(\mathbb{R}^1).$$

Обычно Р. распределений используется при перемножении распределений. Напр.,

$$\Big(\frac{1}{x+iO}\cdot\frac{1}{x+iO},\varphi\Big)=\Big(\frac{1}{(x+iO)^2},\varphi\Big)=$$
$$=\lim_{\varepsilon\to+0}\int\frac{\varphi(x)dx}{(x+i\varepsilon)^2},\ \varphi\in D(\mathbb{R}^1).$$

Известный физ. пример — перемножение одночастотных ф-ций в *квантовой теории поля*. Часто, напр. при перемножении причинных ф-ций, такая процедура не приводит к однозначному ответу и требует доопределения, согласованного с физ. контекстом задачи (см. *Ультрафиолетовые расходимости*, *Перенормировки*). Пример подобного доопределения — *R-операция* Боголюбова — Парасюка. О др. конкретных приёмах Р., применяемых в физ. приложениях, см. в ст. *Регуляризация расходимостей* в квантовой теории поля.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Владимиров В. С., Обобщенные функции в математической физике, 2 изд., М., 1979.

В. В. Жигунов.

РЕГУЛЯРИЗА́ЦИЯ РАСХОДИМОСТЕЙ в квантовой теории поля (КТП) — вспомогат. операция, заключающаяся в замене *пропагаторов* или интегралов от их произведений (соответствующих локальной КТП) на нек-рые аппроксимирующие их выражения, не содержащие *ультрафиолетовых расходимостей* или соответствующих им в координатном представлении сингулярностей на световом конусе. Такие регуляризованные интегралы явно вычисляют (в импульсном представлении), а затем уже в вычисленных выражениях производят операцию, обратную введению регуляризации, т. е. переходят к реальному физ. пределу. УФ-сингулярности при этом выделяются в виде аддитивных составляющих, имеющих простую (напр., полиномиальную) структуру по внеш. импульсам.

Необходимость Р. р. наиб. просто увидеть в x-представлении. В квантовополевых расчётах приходится иметь дело с произведениями пропагаторов $\Delta(x)$, обладающих сингулярностями типа полюса $1/x^2$ и *дельта-функции* Дирака по квадрату 4-мерного интервала $x^2=(x^0)^2-\boldsymbol{x}^2$ [здесь $x(x^0,\boldsymbol{x})$ — точка пространства-времени; используется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$]. Ясно, что квадраты и более высокие степени таких сингулярностей [напр., $\delta^2(x^2)$] не определены математически даже в смысле *обобщённых функций*. Для соответствующего доопределения удобно иметь регулярные (т. е. не имеющие особенностей) приближения к Δ или к произведениям нескольких Δ. Такие приближения и получают посредством вспомогательной Р. р.

В квантовополевых вычислениях по теории возмущений получили распространение неск. разл. регуляризаций. Среди них наиб. употребительны следующие.

Регуляризация обрезанием состоит во введении конечного верхнего предела Λ (называемого также импульсом обрезания) при интегрировании по 4-импульсам виртуальных частиц. Так, напр., фейнмановский интеграл, отвечающий простей-

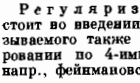


Диаграмма вакуумной поляризации фотона; k, p, $p-k$ — 4-импульсы соответственно фотона и виртуальных электрона и позитрона.

шей, однопетлевой, диаграмме поляризации вакуума (рис.) в квантовой электродинамике

$$\Pi^{\mu\nu}(k)=(i/\pi^2)\int d^4p\ \mathrm{Sp}\ \{\gamma^\mu S^c(p)\gamma^\nu S^c(p-k)\}, \qquad (1)$$

при регуляризации обрезанием принимает вид

$$\mathrm{reg}_\Lambda\,\Pi^{\mu\nu}(k)=(i/\pi^2)\int\limits_{|p|<\Lambda} d^4p\ \mathrm{Sp}\ \{\gamma^\mu S^c(p)\gamma^\nu S^c(p-k)\}, \qquad (2)$$

где символ $|p|<\Lambda$ под знаком интеграла обозначает, что по всем четырём компонентам 4-импульса p интегрирование проводится в пределах от $-\Lambda$ до $+\Lambda$. В приведённых ф-лах $\Pi^{\mu\nu}$ — *поляризационный оператор*, γ^μ — *Дирака матрицы* ($\mu=0,1,2,3$), $S^c(p)$ — пропагатор электрона в импульсном представлении (см. *Фейнмана диаграммы*).

Вычисление по ф-ле (2) с помощью стандартной техники даёт явное выражение, к-рое в пределе больших (по сравнению с массой электрона m и модулем внеш. импульса $k=\sqrt{k^2}$) значений Λ имеет вид

$$\mathrm{reg}_\Lambda\,\Pi^{\mu\nu}(k)=P^{\mu\nu}(k,\Lambda)+\tilde\Pi^{\mu\nu}(k), \qquad (3)$$

где $P^{\mu\nu}$ — полином 2-й степени по компонентам 4-вектора k^ν с коэф., пропорц. Λ^2 и $\ln(\Lambda^2)$, а $\tilde\Pi^{\mu\nu}$ — конечная ф-ция от k^μ и m^2. Её явный вид несуществен. Отметим лишь, что при больших k^2 она имеет логарифмич. асимптотику

$$\tilde\Pi^{\mu\nu}(k)\sim(g^{\mu\nu}k^2-k^\mu k^\nu)\,\frac{1}{3}\ln k^2, \qquad (4)$$

где $g^{\mu\nu}$ — метрич. тензор пространства-времени Минковского. Представление (3) оказывается удобным для проведения *перенормировки*, т. е. устранения бесконечностей. Результативно она сводится к вычитанию из правой части (3) первого, сингулярного в пределе $\Lambda\to\infty$ слагаемого. Поскольку разбивание $\mathrm{reg}_\Lambda\Pi$ на слагаемые P и $\tilde\Pi$ содержит произвол, то возникает вопрос о степени однозначности определения конечной части $\tilde\Pi^{\mu\nu}$ поляризац. оператора. Одно из условий, к-рому должно удовлетворять $\tilde\Pi$,— условие поперечности $k_\mu\tilde\Pi^{\mu\nu}(k)=0$, вытекающее из требования *калибровочной инвариантности*. Это условие диктует тензорную структуру матрицы $\tilde\Pi$:

$$\tilde\Pi^{\mu\nu}(k)=(g^{\mu\nu}k^2-k^\mu k^\nu)\pi(k^2), \qquad (5)$$

где $\pi(k^2)$ — нек-рая скалярная ф-ция от k^2. Как можно показать, после этого остаётся ещё однопараметрич. произвол, к-рый, напр., можно фиксировать условием $\pi(0)=0$.

Регуляризация Паули — Виллар са представляет собой специфическую модификацию одночастичного пропагатора. Её простейший вариант сводится к вычитанию из пропагатора Δ_m для нек-рого квантового поля массой m такого же пропагатора, но соответствующего большой фиктивной массе M: $\Delta_m\to\mathrm{reg}_M\Delta_m=\Delta_m-\Delta_M$. Так, напр., в импульсном представлении для скалярного поля

$$\mathrm{reg}\ D_m(p)=\frac{1}{m^2-p^2}-\frac{1}{M^2-p^2}=\frac{1}{m^2-p^2}\left(\frac{M^2-m^2}{M^2-p^2}\right). \qquad (6)$$

Как видно, Р. р. Паули — Виллара существенно меняет поведение пропагаторов в УФ-области при $p^2\to\infty$ или, что эквивалентно, в окрестности светового конуса [где регуляризация типа (6) убирает наиб. сильные, не зависящие от массы сингулярности по переменной x^2].

В квантовой электродинамике в целях сохранения калибровочной инвариантности применяют особый вариант Р. р. Паули—Виллара, при к-ром замкнутые электронные циклы регуляризуют как целое. Так, напр., при Р. р. диаграммы, изображённой на рис., подинтегральное выражение в правой части (1) регуляризуют целиком, т. е. путём вычитания из него аналогичного выражения, в к-ром в пропагаторах S^c вместо массы электрона m стоит большая вспомогат. масса M. Такая процедура приводит к выражению, к-рое в пределе больших значений регуляризующей массы M имеет структуру, подобную (3), причём вместо первого слагаемого в правой части стоит полином $P^{\mu\nu}_M(k)$ 2-й степени по k с коэф., сингулярно зависящими от M.

Размерная регуляризация состоит в таком изменении правил интегрирования по виртуальным импульсам, к-рое формально соответствует переходу к вещественному числу измерений $D=4-\varepsilon$, отличному от 4 на бесконечно малую величину ε:

$$\mathrm{reg}_\varepsilon\Pi^{\mu\nu}(k)=i/\pi^2\int d^{4-\varepsilon}p\ \mathrm{Sp}\ \{\gamma^\mu S^c(p)\gamma^\nu S^c(p-k)\}. \qquad (7)$$

Не вдаваясь в техн. детали, отметим, что результат интегрирования (7) в пределе $\varepsilon\to0$ представим в виде (3), где вместо первого слагаемого правой части стоит полином $P^{\mu\nu}_\varepsilon$ с коэф., содержащими сингулярности типа $1/\varepsilon$. Техн. преимущество размерной Р. р. состоит в том, что она сохраняет свойства симметрии и соответствующей инвариантности перегуляризованных выражений. В используемом примере речь идёт о калибровочной инвариантности эл.-маги. поля. Результат явного вычисления выражения (7) удовлетворяет свойству поперечности, т. е. размерно регуляризованный поляризац. оператор пропорционален поперечному тензору: $\mathrm{reg}_\varepsilon\Pi^{\mu\nu}\sim(g^{\mu\nu}k^2-k^\mu k^\nu)$, в то время как выражение (2) этим свойством не обладает.

Лит.: Паули В., Вилларс Ф., On the invariant regularization in relativistic quantum theory, «Rev. Mod. Phys.», 1949, v. 21, p. 434; 't Hooft G., Veltman M., Regularization and renormalization of gauge fields, «Nucl. Phys.», 1972, v. B44, p. 189; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 23.

Д. В. Ширков.

РЕДЖЕ ПОЛЮСА МЕТОД (метод комплексных угловых моментов) в квантовой механике и квантовой теории поля (КТП) — теоретич. подход, позволяющий связать асимптотику *амплитуд рассеяния* частиц при высоких энергиях с особенностями парциальных амплитуд $f_j(t)$ перекрёстного (t) канала (см. *Перекрёстная симметрия*) в плоскости комплексного угл. момента j.

Аналитич. продолжение парциальных амплитуд из области физ. значений угл. момента $j=0,1,2,\ldots$ на комплексные значения впервые было использовано Т. Редже [1] при изучении свойств амплитуд рассеяния в нерелятивистской квантовой механике. Наиб. распространение Р. п. м. получил в теории взаимодействия частиц при высоких энергиях [2], где при его выводе [3] используются такие общие свойства амплитуд рассеяния в КТП, как аналитичность, перекрёстная симметрия и унитарность. Исследование двухчастичного условия унитарности в t-канале показывает, что амплитуды $f_j(t)$ должны иметь полюсы в j-плоскости, положение к-рых зависит от переменной t (квадрата переданного в рассеянии 4-импульса),— *движущиеся полюсы*, или *полюсы Редже*. Вблизи полюса парциальная амплитуда $f_j(t)$ имеет вид

$$f_j(t)=\frac{\gamma(t)}{j-\alpha(t)}, \qquad (1)$$

где $\alpha(t)$ — траектория полюса Редже (траектория Редже), а $\gamma(t)$ — его вычет. Каждый полюс Редже обладает

определ. набором сохраняющихся квантовых чисел, таких, как *барионное число, странность, изотопический спин, чётность* и т. д. Поскольку в релятивистской теории аналитич. продолжение амплитуд $f_j(t)$ осуществляется отдельно для чётных и нечётных значений момента j, то полюсы Редже характеризуются также сохраняющимся квантовым числом — «сигнатурой» $\sigma = \pm 1$, к-рая определяет чётность момента при целых значениях j: $\sigma = (-1)^j$. Вклад полюса Редже в амплитуду бинарного процесса $1 + 2 \to 3 + 4$ при высоких энергиях, $s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2m_1 \mathcal{E}_1$, и небольших значениях квадрата переданного импульса $t = (p_1 - p_3)^2$ (здесь p_i и m_i — 4-импульс и масса i-й частицы, $\mathcal{E}_1$ — энергия частицы 1 в лаб. системе, s — квадрат полной энергии в системе центра инерции; используется система единиц, в к-рой $c = 1$) записывается в виде

$$T(s,t) = \gamma(t)\eta(\alpha(t))(s/s_0)^{\alpha(t)}, \qquad (2)$$

где $s_0 = 1$ ГэВ^2, $\eta(\alpha(t)) = -[1 + \sigma \exp(-i\pi\alpha(t))]/\sin(\pi\alpha(t))$ — сигнатурный множитель, а вычет $\gamma(t)$ представляется в виде произведения вершин: $\gamma(t) = g_{13}(t)g_{24}(t)$ (что наз. свойством факторизации). Такой амплитуде можно поставить в соответствие график (рис. 1), отвечающий обмену полюсом Редже в t-канале — р е д ж е о н о м (ℝ). В области рассеяния ($t \leqslant 0$) вычет и траектория полюса Редже являются веществ. ф-циями t, а при положит. значениях t, превышающих порог образования реальных адронов, траектория $\alpha(t)$ становится комплексной.

Рис. 1.

Важное свойство полюсов Редже — их связь со спектром частиц и *резонансов*. Если веществ. часть $\alpha(t)$ в области положит. t проходит через целое значение n (для фермионов — полуцелое), чётное для $\sigma = +1$ и нечётное для $\sigma = -1$, то амплитуда (2) соответствует обмену в t-канале частицей или резонансом (при условии, что минимая часть $\alpha(t)$, $\mathrm{Im}\,\alpha(t)$, связанная с шириной резонанса, невелика) со спином $j = n$. Обмен полюсом Редже учитывает вклад всех частиц и резонансов, расположенных на траектории с данными квантовыми числами, и позволяет установить тесную связь между спектром частиц и асимптотикой амплитуд рассеяния при высоких энергиях. При описании бинарных реакций обычно учитываются те траектории Редже, на к-рых расположены известные частицы и резонансы: ρ, ω, f, A_2, π, N и др. На рис. 2 приведены нек-рые известные бозонные траектории Редже. Эти траектории с хорошей степенью точности являются линейными, т. е. $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$, с универсальным наклоном $\alpha' \approx 0{,}9$ ГэВ$^{-2}$. Кроме того, имеет место вырождение траекторий по сигнатуре ($\alpha_\rho = \alpha_{A_2}$, $\alpha_\varphi = \alpha'_f$) и изоспину ($\alpha_\rho = \alpha_\omega$, $\alpha_{A_2} = \alpha_f$). Удивительная линейность траекторий Редже, обнаруженная на опыте, привела к созданию дуальных и струнных моделей адронов (см. *Дуальность, Струнные модели адронов*). Понятие дуальности, утверждающее, что суммарный вклад всех резонансов в прямом (*s*) канале равен сумме вкладов всех полюсов Редже в перекрёстном (*t* или *u*) канале, оказалось весьма полезным для понимания свойств взаимодействия адронов при высоких энергиях. В струнных моделях адроны рассматриваются как протяжённые объекты — струны (см. *Струна релятивистская*), квантование к-рых приводит к возникновению последовательности частиц, расположенных на линейно растущих траекториях Редже. В рамках *квантовой хромодинамики* (КХД) линейность траекторий Редже, по-видимому, тесно связана с невылетанием цветных объектов — *кварков* и *глюонов*.

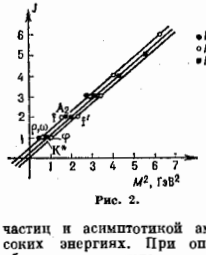


Рис. 2.

Выделенное положение в Р. п. м. занимает полюс Померанчука (*померон*, **P**), к-рый является самым правым полюсом в j-плоскости (по крайней мере в области $t \lesssim 1$ ГэВ^2) и определяет поведение амплитуд дифракц. процессов (*дифракционного рассеяния, дифракционной диссоциации*). Этот полюс имеет положительные сигнатуру, чётность и G-*чётность*, изоспин $I = 0$. Пока неясно, какие резонансы расположены на траектории Померанчука $\alpha_P(t)$. Первоначально предполагалось, что $\alpha_P(0) = 1$ и полные сечения взаимодействия адронов при $s \to \infty$ не зависят от энергии. Однако в связи с наблюдаемым на опыте ростом полных сечений с увеличением энергии более предпочтительным считается вариант теории с $\alpha_P(0) > 1$ — т. н. надкритич. теория померона (описывающая т. н. особенность Померанчука).

Дифференц. сечение бинарной реакции, отвечающее обмену полюсом Редже в t-канале, имеет при больших энергиях простой вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t)(s/s_0)^{2\alpha(t)-2}. \qquad (3)$$

Ф-ция $f(t) \sim \gamma^2(t)\,|\eta(\alpha(t))|^2$ не фиксируется теорией. Зависимость от энергии полностью определяется траекторией $\alpha(t)$ полюса Редже, к-рый даёт вклад в данную реакцию. Найденные из анализа эксперим. данных о бинарных процессах траектории полюсов Редже прекрасно согласуются с траекториями, полученными из спектра частиц и резонансов. Наиб. удобными для проведения такого анализа являются реакции перезарядок типа $\pi^-p \to \pi^0n$, $\pi^-p \to \eta^0n$, $K^-p \to \bar{K}^0n$, в к-рые могут давать вклад только ρ или A_2 полюсы Редже. Дифференц. сечения бинарных процессов (в частности, реакций упругого рассеяния адронов), согласно ф-ле (3), сосредоточены в узкой области переданных импульсов $|t|$, ширина к-рой логарифмически убывает с ростом энергии. Это явление в упругих процессах обычно называют с о к р а щ е н и е м д и ф р а к ц и о н н о г о к о н у с а. Сокращение конуса угл. распределения наблюдалось экспериментально во всех бинарных реакциях. Дифференц. сечения бинарных реакций в области малых t часто записывают в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(s)\exp\{B(s)\cdot t\}, \qquad (4)$$

а величину $B(s)$ наз. н а к л о н о м д и ф р а к ц и о н н о г о к о н у с а. В модели полюсов Редже наклон дифракц. конуса логарифмически растёт с увеличением энергии: $B(s) = B_0 + 2\alpha'(0)\ln(s/s_0)$. Величина $\alpha'(0)$, характеризующая рост наклона в процессах упругого рассеяния, определяется наклоном траектории Померанчука $\alpha'_P(0)$, и оказалось, что $\alpha'_P(0) \approx 0{,}2$ ГэВ$^{-2}$, что заметно меньше, чем α' для др. траекторий Редже. Увеличение наклона $B(s)$ с ростом энергии означает, что квадрат радиуса взаимодействия адронов в модели полюсов Редже растёт по закону $R^2 \sim \alpha'\ln(s/s_0)$.

Полюсы Редже в бинарных реакциях тесно связаны с т. н. *мультипериферическими взаимодействиями* в процессах множеств. рождения адронов (см. *Множественные процессы*) [4], к-рые в силу условия унитарности определяют мнимые части амплитуд двухчастичных процессов. Взаимодействие адронов является наиб. сильным при низких энергиях, где оно имеет резонансный характер (рис. 3, *а*). При увеличении нач. энергии возможно образование неск. частиц или резонансов в результате обмена виртуальной частицей в t-канале (рис. 3, *б*). Такая мультипериферич. карти-

Рис. 3.

на неупругих процессов приводит к реджевскому поведению амплитуд упругого рассеяния и др. бинарных реакций. Соответствующая пространственно-временная картина отвечает тому, что на большом продольном расстоянии от мишени нач. частица с энергией $\mathscr{E} \gg m$ начинает замедляться, последовательно испуская новые частицы и резонансы. С мишенью взаимодействует уже медленная частица, энергия к-рой порядка $\beta^n\mathscr{E} \sim m$ ($\beta < 1$). Ср. число $\bar{n}$ рождённых частиц логарифмически возрастает с ростом энергии: $\bar{n} \approx \gamma\ln(\mathscr{E}/m)$ ($\gamma = [\ln(1/\beta)]^{-1}$). Движение замедляющейся частицы в плоскости прицельного параметра представляет собой случайное блуждание с шагом $b_i \approx 1/m$. Следовательно, $\bar{b}^2 = \sum_i \bar{b}_i^2 \approx \bar{n}/m^2 \approx (\gamma/m^2)\ln(s/s_0)$, и возникает отмечавшийся выше рост эфф. радиуса взаимодействия с увеличением энергии.

В релятивистской кварковой теории полюсы Редже не являются единств. особенностями в j-плоскости. Анализ диаграмм Фейнмана [5] и многочастичных членов условия унитарности [6] показывает, что в j-плоскости возникают движущиеся точки ветвления, связанные с обменом в t-канале неск. полюсами Редже, напр. $\mathbb{R}$ и $\mathbb{a}$ померонами (рис. 4). График, отвечающий двухреджеонному ветвлению, соответствует двукратному перерассеянию на составляющих адроны частицах. В реджеонной теории сформулированы правила вычисления таких диаграмм [7] и правила, позволяющие сопоставить с каждой диаграммой определ. класс неупругих процессов, приводящих к возникновению её мнимой части [8]. Так, двухпомеронное ветвление связано с дифракц. процессами (рис. 5, *а*), процессом образования двух мультипериферич. цепочек (рис. 5, *б*) и эффектами поглощения в одной мультипериферич. цепочке (рис. 5, *в*). Эти правила позволяют вычислять характеристики процессов множеств. образования адронов, если известны вклады полюсов Редже и сопровождающих их ветвлений в амплитуды упругого рассеяния адронов.

Рис. 4.

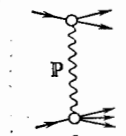


Рис. 5.

Сечение дифракц. возбуждения одного из сталкивающихся адронов с образованием адронной системы с большой массой, $M^2 \gg s_0$, характеризуется диаграммой трёхпомеронного взаимодействия (рис. 6), к-рое является частным случаем трёхреджеонного взаимодействия. Трёхреджеонные диаграммы используются для описания инклюзивных процессов $ab \to cX$ при высокой энергии в пределе, когда фейнмановская переменная $x = 2p_l/\sqrt{s} \to 1$ (здесь p_l — продольный импульс адрона в системе центра инерции, X — совокупность остальных, нерегистрируемых адронов).

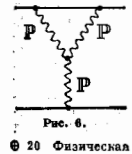


Рис. 6.

При высоких энергиях наиб. существенны ветвления, связанные с обменом в t-канале полюсом Редже данного типа α_l и произвольным числом полюсов Померанчука. Такие ветвления имеют те же сигнатуру, изоспин, G-чётность, что и полюс α_l, однако, вообще говоря, не обладают определ. чётностью. При учёте ветвлений в j-плоскости амплитуды рассеяния не обладают свойством факторизации. Дисперсионный метод вычисления вклада диаграмм Фейнмана, приводящих к движущимся ветвлениям [7], позволяет выразить этот вклад через упругие (рис. 7, *а*) и неупругие (рис. 7, *б*) перерассеяния нач. адронов. Наиб. простой вид имеет вклад полюса Померанчука и всех n-померонных ветвлений в амплитуду упругого рассеяния в т. н. эйкональном приближении, учитывающем только упругие перерассеяния:

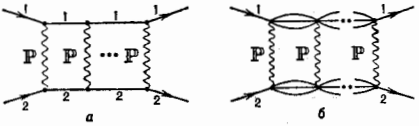


Рис. 7.

$$f(s,b) = \frac{\exp\{2i\delta_P(s,b)\}-1}{2i}, \qquad (5)$$

где $\delta_P(s, b)$ — амплитуда в пространстве прицельных параметров, соответствующая обмену полюсом Померанчука. При параметризации вычета в форме $\gamma(0)\exp(R^2t)$ ф-ция $\delta_P(s, b)$ имеет вид

$$\delta_P(s,b) = \frac{\gamma_P(0)\eta(\alpha_P(0))(s/s_0)^{\alpha_P(0)}-1}{16\pi\left[R_P^2+\alpha_P'[\ln(s/s_0)-i\pi/2]\right]}\exp\times$$
$$\times\left\{-\frac{b^2}{4\left[R_P^2+\alpha_P'(\ln(s/s_0)-i\pi/2)\right]}\right\}. \qquad (6)$$

Учёт всех перерассеяний особенно важен в случае, когда $\Delta \equiv \alpha_P(0) - 1 > 0$. При очень высоких энергиях величина $\mathrm{Im}\,\delta_P(s, b) \gg 1$ в области $b^2 < 4\alpha_P'\Delta\ln^2(s/s_0)$. В этой области прицельных параметров амплитуда рассеяния в b-пространстве $f(s, b)$, согласно ф-ле (5), близка к $i/2$, что соответствует рассеянию на чёрном шарике. При $b^2 > 4\alpha_P'\Delta\ln^2(s/s_0)$ величины $\delta_P(s, b)$ и $f(s, b)$ малы. Амплитуда рассеяния имеет вид, изображённый на рис. 8, а квадрат радиуса взаимодействия и полное сечение взаимодействия адронов растут пропорц. $\ln^2(s/s_0)$, т. е. максимально допустимым, согласно *Фруассара ограничению*, образом. В теории надкритич. померона с $\Delta > 0$ удаётся преодолеть теоретич. трудности, связанные с быстрым энергетич. ростом неупругих дифракц. процессов, возникавшие в случае $\alpha_P(0) = 1$.

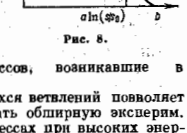
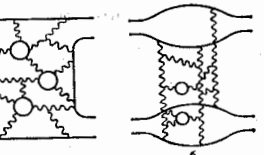


Рис. 8.

Р. п. м. при учёте движущихся ветвлений позволяет понять и количественно описать обширную эксперим. информацию о бинарных процессах при высоких энергиях. Недостаток метода — наличие большого числа феноменологич. параметров, характеризующих траектории и вычеты полюсов Редже. Большое число свободных параметров возникает также при описании в рамках Р. п. м. разл. характеристик процессов множественного рождения адронов, таких, как инклюзивные спект-

ры (см. *Инклюзивный процесс*), корреляции и т. д. Эти теоретич. неопределённости могут быть значительно уменьшены при использовании дополнит. соображений, основанных на $1/N$-разложении [где N — число цветов или типов (ароматов) кварков, т. е. $N \approx 3$] в КХД и модели кварк-глюонных струн [9]. В рамках такого подхода с полюсами ρ, ω, A_2, ... сопоставляются планарные диаграммы (рис. 9, *а*), а с полюсом Померанчука — цилиндрические (рис. 9, *б*). Сплошные линии на этих



а *б*

Рис. 9.

рисунках соответствуют кваркам, волнистые — глюонам. Этот метод позволяет получить многочисл. соотношения между траекториями и вычетами разл. полюсов Редже и описать все осн. характеристики процессов множественного рождения адронов: распределения по *множественности* образующихся частиц, инклюзивные спектры адронов, корреляции. Модель воспроизводит быстрый рост инклюзивных спектров (в центр. области *быстрот*) с увеличением энергии, приближённый KNO-скейлинг (см. *Масштабная инвариантность*) и его нарушение при энергиях $\sqrt{s} \sim 10^3$ ГэВ. Инклюзивные спектры адронов выражаются через распределения кварков (дикварков) в сталкивающихся адронах и соответствующие ф-ции фрагментации. Использование реджеонных асимптотик при построении ф-ций фрагментации позволило описать спектры разл. адронов ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, K^0, $\bar{K}^0$, p, n, $\bar{p}$, Λ и др.). Полученные результаты обобщаются на процессы взаимодействия адронов и ядер с ядрами.

Лит.: 1) Regge T., Introduction to complex orbital momenta, «Nuovo Cim.», 1959, v. 14, p. 951; 2) Коллинз П., Скварс Э., Полюса Редже в физике частиц, пер. с англ., М., 1971; 3) Chew G. F., Frautschi S. C., Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S-matrix framework, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 394; Грибов В. Н., О возможном асимптотическом поведении упругого рассеяния, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 667; его же, Парциальные волны с комплексными орбитальными моментами и асимптотическое поведение амплитуды рассеяния, там же, с. 1962; 4) Amati D., Stanghellini A., Fubini S., Theory of high energy scattering and multiple production, «Nuovo Cim.», 1962, v. 26, p. 896; 5) Mandelstam S., Cuts in the angular-momentum plane, «Nuovo Cim.», 1963, v. 30, p. 1127, 1148; 6) Грибов В. Н., Померанчук И. Я., Тер-Мартиросян К. А., Двигающиеся точки ветвления в j-плоскости и реджеонные условия унитарности, «Ядерная физика», 1965, т. 5, с. 361; 7) Грибов В. Н., Реджионная диаграммная техника, «ЖЭТФ», 1967, т. 53, с. 654; 8) Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В., Характер инклюзивных спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многомерными обменом, «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 595; 9) Кайдалов А. Б., Тер-Мартиросян К. А., Множественное образование адронов при высоких энергиях а модели кварк-глюонных струн, «Ядерная физика», 1984, т. 39, с. 1545, т. 40, с. 211. *А. Б. Кайдалов.*

РЕДЖЕО́Н (движущийся полюс, полюс Редже) — объект, возникающий при описании амплитуд упругого и неупругого рассеяния при высоких энергиях в рамках метода комплексных угл. моментов. См. *Редже полюсов метод*.

РЕДКОЗЕМЕ́ЛЬНЫЕ МАГНЕ́ТИКИ — кристаллич. и аморфные магнетики (металлы, сплавы, соединения), содержащие редкоземельные элементы — *лантаноиды*. В более узком смысле Р. м.— вещества, содержащие редкоземельно-лантаноидные (РЗЛ) элементы и обладающие магн. упорядочением (ферро-, ферри- и антиферромагнетизмом).

Природа магнетизма РЗЛ элементов. Магн. момент атомов обусловлен частично заполненной 4*f*-оболочкой. Внешн. часть электронных оболочек РЗЛ атомов, находящаяся вне заполненных слоёв, соответствующих атому Xe, имеет конфигурацию $4f^n5s^25p^65d^{0-1}6s^2$, где n принимает значения от 1 до 14. В ряду лантаноидов при возрастании порядкового номера Z от $Z = 58$ до $Z = 71$ число 4*f*-электронов монотонно возрастает от $n = 1$ до $n = 14$. Незаполненность 4*f*-электронной оболочки за исключением лютеция (Lu) с $n = 14$ приводит к появлению нескомпенсированного спинового (S) и орбитального (L) моментов. В РЗЛ атомах или ионах 4*f*-оболочка расположена глубоко внутри атома и экранирована от действия кристаллич. поля вышележащими электронными слоями $5s^2$ и $5p^6$.

Среднее межатомное расстояние в Р. м. на порядок величины превышает радиус 4*f*-оболочки. По этим причинам в Р. м. отсутствует заметное перекрытие волновых ф-ций 4*f*-электронов соседних атомов.

Вследствие сильной экранировки 4*f*-оболочки действие электростатич. поля на орбитальный момент 4*f*-оболочки значительно уменьшено, поэтому *взаимодействие орбитальных моментов* выражено весьма слабо. Кроме того, *спин-орбитальное взаимодействие* (характерная энергия $\sim 10^{-1}$ эВ) весьма велико и электростатич. поле окружающих атомов (энергия взаимодействия $\sim 10^{-2}$ эВ) не разрушает спин-орбитальную связь (см. *Связь векторная*). Орбитальный момент, так же, как и спиновый, формирует магн. момент РЗЛ атома. Спиновый S и орбитальный L моменты связаны в реальтирующий момент J. В осн. состоянии $J = L + S$ для РЗЛ элементов от гадолиния (Gd) до иттербия (Yb), $J = L - S$ для РЗЛ элементов от церия (Ce) до европия (Eu).

Магнитные свойства РЗЛ металлов обусловлены особенностями электронной структуры их ионов, кристаллич. структуры, *магнитной анизотропии* и *обменного взаимодействия*.

В большинстве РЗЛ металлов существуют периодич. *магнитные атомные структуры*, период к-рых довольно часто является несоизмеримым с периодом кристаллич. решётки. Обменное взаимодействие между РЗЛ ионами является косвенным и осуществляется через электроны проводимости (см. *РККИ-обменное взаимодействие*). Волновой вектор периодич. магн. структур определяется топологич. особенностями *ферми-поверхности* и близок к диаметрам её экстремальных сечений. Магн. структуры и *магнитные фазовые переходы* зависят также от специфики *косвенного обменного взаимодействия* и влияния магн. анизотропии и *магнитоупругого взаимодействия*. В Се обнаружено антиферромагн. упорядочение ниже *Нееля точки* $T_N = 12{,}5$ К. У неодима (Nd) ниже $T_{2N} = 19{,}2$ К происходит антиферромагн. упорядочение в гексагональных узлах двойной гексагонально-плотноупакованной решётки с модуляцией величины магн. моментов вдоль оси [10$\bar{1}$0] в базисной плоскости. Темп-ре $T_{1N} = 7{,}8$ К соответствует антиферромагн. упорядочение магн. моментов кубич. узлов. Их величина также модулируется по оси [10$\bar{1}$0]. В самарии (Sm) ниже $T_{2N} = 106$ К магн. моменты соседних слоёв атомов с гексагональным окружением ориентируются попарно антипараллельно, а при $T_{1N} = 13{,}8$ К происходит дополнительное антиферромагн. упорядочение магн. моментов кубич. узлов. Имеющий объёмноцентрированную решётку Eu обладает ниже $T_N = 90$ К антиферромагн. геликоидальной структурой, осью к-рой является одна из кубич. осей типа [100]. В Gd ниже *Кюри точки* $T_C = 293$ К возникает ферромагн. упорядочение. Тербий (Tb), диспрозий (Dy) и гольмий (Ho) обнаруживают две темп-ры магн. фазовых переходов. При охлаждении ниже темп-ры T_N происходит переход из парамагн. состояния в антиферромагн. состояние с геликоидальной магн. структурой, к-рая существует вплоть до темп-ры T_C, где происходит переход

в ферромагн. состояние. В Tb, Dy и Ho эти темп-ры соответственно равны $T_N = 229$, 179, 130 К и $T_C = 220$, 85, 19 К.

Эрбий (Er) при $T < T_C = 20$ К имеет структуру типа ферромаги. спирали, в диапазоне темп-р 20—50 К осциллируют как поперечные, так и продольные проекции магн. моментов на гексагональную ось (сложная спираль). В интервале темп-р 52—84 К в Er реализуется статич. продольная *спиновая волна* с осциллирующей продольной проекции магн. момента, при этом средние (по времени) значения поперечных составляющих равны нулю. При $T > T_N = 84$ К Er — парамагнетик. Тулий (Tm) при темп-рах $T < T_C = 32$ К имеет ферримагн. структуру, а при $T > 32$ К в нём реализуется антиферромагн. структура типа статич. продольной спиновой волны, к-рая разрушается с переходом в парамаги. состояние при темп-ре $T_N = 56$ К. Кристаллич. решётка Yb состоит из диамаги. двухвалентных ионов Yb^{2+}, при $T > 270$ К становится существенным вклад в магнетизм парамаги. трёхвалентных ионов Yb^{3+}. В Lu проявляется только *Паули парамагнетизм*, т. к. трёхвалентные ионы Lu^{3+} имеют целиком заполненную 4*f*-оболочку и не имеют парамагн. момента ($J = 0$). Данные о празеодиме (Pr) в прометии (Pm) недостаточно надёжны. В РЗЛ металлах, ионы к-рых имеют орбитальный момент $L \neq 0$, наблюдаются громадные значения магн. анизотропии ($\sim 10^8$ эрг/см^3) и гигантская *магнитострикция* (относит. удлинение $\Delta l/l \sim 10^{-3}$) при низких темп-рах.

В сплавах тяжёлых РЗЛ металлов (а также Y и Sc) наблюдаются сложные магн. фазовые переходы и переходы. структуры, характерные для РЗЛ металлов. Паулиевские парамагнетики Y и Lu, имеющие постоянные решётки, отличающиеся лишь на неск. % от параметров решётки большинства тяжёлых РЗЛ элементов, образуют с ними обширные области твёрдых растворов, являясь хорошими магн. разбавителями.

Магнетизм РЗЛ соединений. Синтезировано огромное число РЗЛ соединений, обладающих ферримагн. и антиферромагн. свойствами.

К интерметаллическим соединениям относятся соединения РЗЛ металлов с благородными металлами, Al, Ga, In, Sn, Si и Ge, соединения РЗЛ металлов с 3 *d*-переходными металлами и др. Наиб. практич. интерес имеют соединения РЗЛ металлов с Fe и Co. Соединения Sm_2Co_{17}, $NdCo_5$, Nd — Fe — B и др. используются для изготовления мощных *магнитов постоянных* с макс. магн. энергией, превышающей 32—28 МГс·Э. Соединения RFe_2 (R — РЗЛ элемент) обладают гигантской магнитострикцией не только при низких (как РЗЛ металлы), но и при комнатных темп-рах. На их основе изготовлены наиболее эфф. *магнитострикционные материалы* для УЗ-преобразователей, адаптивной оптики и др. Гигантские значения одноионных констант магн. анизотропии (в RCo_5 и RFe_2) и магнитострикции (в RFe_2), реализующиеся вплоть до комнатных темп-р, обусловлены в осн. подмагничивающим действием больших эфф. обменных полей, действующих на РЗЛ ионы со стороны подрешёток Fe и Co, благодаря обменной поляризации 3 *d*-ионами коллективизированных и гибридизированных *s*-, 3 *d*- и 5 *d*-электронов.

Наиб. изученными оксидными РЗЛ соединениями являются ферриты-гранаты $R_3Fe_5O_{12}$, ортоферриты $RFeO_3$ и ортохромиты $RCrO_3$.

Характер магн. упорядочения в них определяется косвенными обменными взаимодействиями РЗЛ ионов и ионов Fe и Cr через ионы O, взаимодействием ионов с кристаллич. полями и антисимметричным обменным *Дзялошинского взаимодействием*.

В ферритах-гранатах наблюдаются неколлинеарные ферримагн. структуры, в к-рых результирующие магн. моменты подрешёток РЗЛ ионов и Fe антипараллельны, при этом магн. моменты РЗЛ ионов располагаются по поверхности конуса с определённым углом раствора вокруг оси лёгкого намагничивания. Ортоферриты и ортохромиты проявляют *слабый ферромагнетизм*, т. к. магн. моменты подрешёток железа располагаются не строго антипараллельно. В ортоферритах при понижении темп-ры до точки Нееля наблюдаются магн. *ориентационные фазовые переходы*. Ортоферриты и ферриты-гранаты получили широкое применение как материалы магнитооптики. Кроме того, ферриты-гранаты используются в СВЧ-технике.

К *магнитным полупроводникам* относятся соединения РЗЛ элементов с элементами V и VI групп периодич. системы Менделеева (халькогениды и пниктиды, напр. SmS, EuO, EuS, HoN), ферриты-гранаты с избытком двухвалентных ионов Fe^{2+} и ряд др. соединений. В этих магнетиках наблюдается сильное влияние магн. упорядочения на подвижность и концентрацию носителей заряда, а также на ширину запрещённой зоны. Для них характерно т. н. гигантское красное смещение края оптич. поглощения при изменении темп-ры вблизи точки Кюри, чувствительное к внеш. магн. полю. Магн. упорядочение этих соединений обусловлено косвенным обменным взаимодействием через анионы, прямым обменом за счёт перекрытия орбиталей соседних РЗЛ ионов и РККИ-взаимодействием через электроны проводимости.

Аморфные редкоземельные магнетики. Наиб. изучены аморфные сплавы РЗЛ металлов с переходными 3*d*-металлами. Аморфная структура характеризуется хим. и структурным беспорядком. Это приводит к большей локализации 3*d*-электронов, изменению обменных взаимодействий и темп-р магн. упорядочения по сравнению с кристаллич. аналогами. Кроме ферро- и ферримагнетизма в аморфных Р. м. наблюдаются также более сложные магн. состояния: *спероманетизм*, *асперомагнетизм*, *сперимагнетизм*, *микромагнетизм*, *спиновое стекло*. Аморфные РЗЛ сплавы используются в малогабаритных пост. магнитах с высокой магн. энергией, магнитострикционных материалах, в устройствах термомагн. записи на аморфных плёнках, обладающих перпендикулярной магн. анизотропией и точкой компенсации (либо точкой Кюри) вблизи комнатной темп-ры.

Лит.: Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965; Редкоземельные полупроводники, Л., 1977; Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; Белов К. П., Редкоземельные магнетики и их применение, М., 1980; Физика и химия редкоземельных элементов. Справочник, пер. с англ., М., 1982; Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах, М., 1985; Никитин С. А., Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов, М., 1989.

С. А. Никитин.

РЕДКОЗЕМЕ́ЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕ́НТЫ — элементы III группы периодич. системы элементов Менделеева: лантан (ат. номер 57) и следующие за ним 14 лантаноидов (ат. номера 58—71), а также иттрий и скандий.

Все Р. э.— металлы. Их атомы обладают сходным строением внеш. оболочек (число электронов на внеш. оболочке постоянно, а заполняется *d*- или *f*-оболочка) и соответственно сходными хим. свойствами. Т. к. заполняющиеся оболочки, определяющие оптич. и магн. свойства атомов, у Р. э. экранированы (особенно сильно у лантаноидов) внеш. электронами, мн. Р. э. обладают необычными оптич. и магн. свойствами, что обеспечило им широкое применение (см. *Редкоземельные магнетики*, *Люминофоры*).

С. С. Бердников.

РЕДУКЦИО́ННЫЕ ФО́РМУЛЫ — правила вычисления элементов *матрицы рассеяния* (S) в *аксиоматической квантовой теории поля* (АКТП). Конкретный вид Р. ф. зависит от выбора исходных объектов в конкретном варианте теории. Наиб. прост этот вид для АКТП в формулировке Боголюбова, где исходным объектом является сама S-матрица, понимаемая как оператор в *Фока представлении*:

$$S = \sum_{m,n\geqslant 0} (m!\,n!)^{-\frac{1}{2}} \int S_{mn}(p_1,\ldots,p_m;k_1,\ldots,k_n)\times$$
$$\times a^+(p_1)\ldots a^+(p_m)a^-(k_1)\ldots a^-(k_n)d^3p_1\ldots d^3k_n. \quad (1)$$

Здесь $a^+(\boldsymbol{p}), a^-(\boldsymbol{k})$ — операторы рождения и уничтожения частиц с импульсами соответственно $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{k}$. Для S в нормальной форме (1) вычисление матричного элемента перехода $\langle N|S|M\rangle$ между свободными m-частичным нач. состоянием $|M\rangle = a^+(\boldsymbol{p}_1)\dots a^+(\boldsymbol{p}_m)|0\rangle$ и n-частичным конечным состоянием $\langle N| = \langle 0|a^-(\boldsymbol{k}_1)\dots a^-(\boldsymbol{k}_n)$ сводится к использованию канонических *перестановочных соотношений* и даёт коэффициентную ф-цию S_{mn} плюс члены, пропорц. *дельта-функции* $\delta(\boldsymbol{p}_j - \boldsymbol{k}_j)$ (они отвечают несвязным *Фейнмана диаграммам*).

В релятивистской теории нормальную форму (1) удобно переписать в релятивистски-инвариантном виде, через *нормальное произведение* свободных полей $\varphi(x)$:

$$S = \sum_{n\geqslant 0} (n!)^{-1} \int \Phi_n(x_1,\dots,x_n) : \varphi(x_1)\dots\varphi(x_n) : d^4x_1\dots d^4x_n, \quad (2)$$

где коэф. разложения Φ_n зависят от пространственно-временных координат x_i. Тогда Р. ф. даются перестановочными соотношениями оператора O, заданного нормальным разложением типа (2), с операторами $a^{\pm}(\boldsymbol{p})$:

$$[O, a^{\pm}(\boldsymbol{p})] = \pm\Gamma_{\boldsymbol{p}}^{\mp}\delta O/\delta\varphi(x) = \pm(2\pi)^{3/2}(2p_0)^{-1/2}\times$$
$$\times \int d^4x \exp(\mp ipx)\delta O/\delta\varphi(x)\Big|_{p_0=\sqrt{\boldsymbol{p}^2+m^2}}, \quad (3)$$

интегральные операции $\Gamma_{\boldsymbol{p}}^{\pm}$ осуществляют преобразование Фурье и переводят 4-импульсы $p(p_0, \boldsymbol{p})$ на массовую поверхность: $p^2 = m^2$ (m — масса частицы; используется система единиц, в к-рой $c = \hbar = 1$). Последоват. выполнение коммутаций $a^{\pm}$ сначала с S, а затем с её вариац. производными приводит элемент S к неск. эквивалентным формам. Разные формы удобны для выявления следствий разл. аксиом теории; все они используются при исследовании аналитич. свойств амплитуд рассеяния и многочастичных процессов, напр. при доказательстве *дисперсионных соотношений* в АКТП. В частности, Р. ф.

$$\langle N|S|M\rangle = \Gamma^-_{\boldsymbol{k}_1}\dots\Gamma^-_{\boldsymbol{k}_m}\Gamma^+_{\boldsymbol{p}_1}\dots\Gamma^+_{\boldsymbol{p}_n}\cdot G^c(x_1,\dots,x_m;y_1,\dots,y_n) \quad (4)$$

(плюс несвязные вклады) связывает матричный элемент с причинной *Грина функцией* G^c, через к-рую с помощью преобразования Фурье выражается амплитуда перехода вне массовой поверхности:

$$\int d^4x_1\dots d^4x_n G^c(x_1,\dots,x_n)\exp\Big\{i\sum x_i p_i\Big\} =$$
$$= -i(2\pi)^4\delta\Big(\sum p_i\Big)\cdot F(p_1,\dots,p_n).$$

В формулировке Лемана — Симанзика — Циммермана (H. Lehmann, K. Symanzik, W. Zimmermann, 1955) исходным объектом теории служит взаимодействующее (интерполирующее) поле $A(x)$. Асимптотич. состояния при $x_0 = t \to \pm\infty$ строятся как пределы состояний, полученных действием на вакуум $|0\rangle$ сглаженных операторов:

$$A(f,t) = i\int\limits_{x_0=t} d^3x\Big\{f(x)\frac{\partial A(x)}{\partial x_0} - \frac{\partial f(x)}{\partial x_0}A(x)\Big\},$$

где $f(x)$ — гладкие решения *Клейна — Гордона уравнения* (волновые пакеты),

$$\Big|N^f_{\pm}\Big\rangle = \lim_{t\to\pm\infty} A(f_1,t)\dots A(f_n,t)|0\rangle.$$

Теорема Хаага — Рюэля (R. Haag, D. Ruelle, 1962) утверждает, что в АКТП эти пределы существуют вследствие аксиом Уайтмана. При этом $\Big\langle N^f_+\Big|M^f_-\Big\rangle = \Big\langle N^f_+\Big|S\Big|M^f_+\Big\rangle$, а при снятии сглаживания, когда $f_i(x)$ становится плоской волной с импульсом p_i и энергией $p_{0i} = \sqrt{\boldsymbol{p}_i^2 + m^2}$, состояние $\Big|N^f_+\Big\rangle$ переходит в $|N\rangle$.

Р. ф. Лемана — Симанзика — Циммермана связывает фигурирующую в (4) причинную ф-цию Грина с *хронологическим произведением* взаимодействующих полей:

$$G^c(x_1,\dots,x_n) = K_{x_1}\dots K_{x_n}\langle 0|T(A(x_1)\dots A(x_n))|0\rangle,$$

где $K_x = \square - m^2$ ($\square$ — *Д'Аламбера оператор*).

Лит.: Шебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Ицциксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987. *В. П. Павлов.*

РЕДУЦИРОВАННЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ (наз. также эффективными) — характеризуют *оптическое излучение* по его воздействию на заданный селективный приёмник. При любом спектральном составе излучения одинаковым реакциям селективного приёмника соответствуют равные значения Р. ф. в. В этом их основное удобство, особенно при оценке излучения, применяемого в практич. целях. Каждая из Р. ф. в. есть интеграл от произведения *спектральной плотности* соответствующей энергетич. величины, характеризующей излучение, на *спектральную чувствительность* данного приёмника. В систему СИ из Р. ф. включены только *световые величины*. *Д. Н. Лазарев.*

РЕЗЕРФОРД (Рд, Rd) — внесистемная единица активности нуклидов в радиоактивных источниках. Названа в честь Э. Резерфорда (E. Rutherford). 1 Рд равен активности изотопа, в к-ром за 1 с происходит 10^6 распадов, т. е. 1 Рд = 10^6 Бк = 1/37000 *кюри*.

РЕЗЕРФОРДА ФОРМУЛА — формула для эффективного сечения рассеяния нерелятивистских заряж. точечных частиц, взаимодействующих по закону Кулона; получена Э. Резерфордом (E. Rutherford) в 1911. В системе центра инерции сталкивающихся частиц Р. ф. имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1Z_2e^2}{2mv^2}\right)^2\frac{1}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (*)$$

где $d\sigma/d\Omega$ — сечение рассеяния в единичный телесный угол, θ — угол рассеяния, $m = m_1m_2/(m_1+m_2)$ — приведённая масса, m_1, m_2 — массы сталкивающихся частиц, v — их относит. скорость, Z_1e, Z_2e — электрич. заряды частиц (e — элементарный электрич. заряд). Р. ф. справедлива как в классич., так и в квантовой теориях. Ф-ла (*) была использована Резерфордом при интерпретации опытов по рассеянию α-частиц тонкими металлич. пластинками на большие углы ($\theta > 90°$). В результате анализа опытных данных он пришёл к выводу, что почти вся масса атома сконцентрирована в малом положительно заряж. ядре. Этим открытием были заложены основы совр. представлений о строении атомов. *С. М. Биленький.*

РЕЗОНАНС (франц. résonance, от лат. resono — откликаюсь) — частотно-избирательный отклик колебат. системы на периодич. внеш. воздействие, при к-ром происходит резкое возрастание амплитуды стационарных колебаний. Наблюдается при приближении частоты внеш. воздействия к определённым, характерным для данной системы значениям. В линейных колебат. системах число таких резонансных частот соответствует числу степеней свободы и они совпадают с частотами *собственных колебаний*. В нелинейных колебат. системах, реактивные в диссипативные параметры к-рых зависят от величины стороннего воздействия, Р. может проявляться и как отклик на внеш. силовое воздействие, и как реакция на периодич. изменение параметров. В строгом значении термин «Р.» относится лишь к случаю силового воздействия.

Резонанс в линейных системах с одной степенью свободы. Пример простейшего случая Р. представляют

вынужденные колебания, возбуждаемые сторонним источником — гармонической эдс $\sim E_0\cos pt$ с амплитудой E_0 и частотой p — в *колебательном контуре* (рис. 1, *а*). Амплитуда x и фаза φ вынужденных колебаний заряда $[q(t) = x\cos(pt + \varphi)]$ определяются амплитудой и частотой внеш. силы:

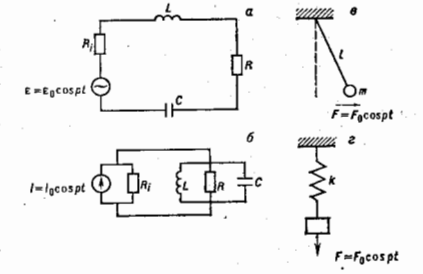


Рис. 1. Колебательные системы с одной степенью свободы: последовательный (*а*) и параллельный (*б*) колебательные контуры, математический маятник (*в*) и упругий осциллятор (*г*).

$$x = \frac{F}{\sqrt{(\omega_0^2 - p^2)^2 + 4\delta^2 p^2}}, \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{2\delta p}{\omega_0^2 - p^2}, \qquad (1)$$

где $F = E_0/L$, $\delta = (R + R_i)/2L$.

Зависимость амплитуды x стационарных вынужденных колебаний от частоты p вынуждающей силы при постоянной её амплитуде наз. резонансной кривой (рис. 2). В линейном колебат. контуре резонансные кривые, соответствующие различным F, подобны, а фазово-частотная характеристика $\varphi(p)$ не зависит от амплитуды силы.

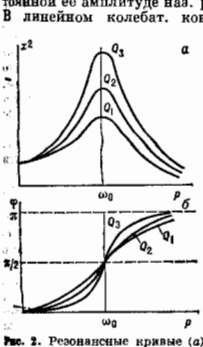


Рис. 2. Резонансные кривые (*а*) и фазово-частотные характеристики (*б*) колебательных контуров при разных значениях добротности, $Q_1 < Q_2 < Q_3$.

Вложение энергии в колебат. контур пропорц. первой степени, а диссипация энергии пропорц. квадрату амплитуды колебаний. Это обеспечивает ограничение амплитуд стационарных вынужденных колебаний при Р. Приближение частоты p к собств. частоте ω_0 сопровождается ростом амплитуды вынужденных колебаний, тем более резким, чем меньше коэф. затухания δ. При Р. ток, протекающий через контур, $I = \dot{q} = px\cos(pt + \varphi - \pi/2)$, находится в фазе с эдс стороннего источника ($\varphi = \pi/2$). Уменьшение амплитуды вынужденных колебаний при неточной настройке обусловлено нарушением синфазности тока и напряжения в цепи.

Важной характеристикой резонансных свойств колебат. системы (осциллятора) является *добротность* Q, равная, по определению, равна умноженному на 2π отношению энергии, запасённой в системе, к энергии, рассеиваемой за период колебаний. При воздействии на резонансной частоте амплитуда вынужденных колебаний x в Q раз больше, чем в квазистатич. случае, при $p \ll \omega_0$ ($x = QF$). Число периодов колебаний, в течение к-рых происходит установление стационарной амплитуды, также пропорц. Q. Наконец, добротность определяет частотную избирательность резонансных систем. Ширина полосы Р. $\Delta\omega$, в пределах к-рой амплитуда вынужденных колебаний спадает в $\sqrt{2}$ раз от x, обратно пропорц. добротности: $\Delta\omega = \omega_0/Q = 2\delta$.

При Р. в электрич. цепях реактивная часть комплексного импеданса обращается в нуль. При этом в последоват. цепи падения напряжения на катушке индуктивности и на конденсаторе имеют амплитуду QE_0. Однако они складываются в противофазе и взаимно компенсируют друг друга. В параллельной цепи (рис. 1, *б*) при Р. происходит взаимная компенсация токов в ёмкостной и индуктивной ветвях. В отличие от последоват. Р., при к-ром внеш. силовое воздействие осуществляется источником напряжения, в параллельном контуре резонансные явления реализуются только в том случае, когда внеш. воздействие задаётся источником тока. Соответственно Р. в последоват. контуре называют Р. напряжений, а в параллельном контуре — Р. токов. Если в параллельный контур вместо генератора тока включить генератор напряжения, то на резонансной частоте будут выполняться условия не максимума, а минимума тока, поскольку вследствие компенсации токов в ветвях, содержащих реактивные элементы, проводимость цепи оказывается минимальной (явление антирезонанса).

Подобными чертами обладает явление Р. в механич. и др. колебат. системах. В линейных системах, согласно принципу суперпозиции, реакцию системы на периодич. несинусоидальное воздействие можно найти как сумму откликов на каждую из гармонич. компонент воздействия. Если период несинусоидальной силы равен T, то резонансное возрастание колебаний может происходить не только при условии $\omega_0 \approx 2\pi/T$, но в зависимости от формы $E(t)$ и при условиях $\omega_0 \approx 2\pi n/T$, где $n = 1, 2, \ldots$ (Р. на гармониках).

Резонансные кривые определяют, наблюдая изменение амплитуды вынужденных колебаний либо при медленной перестройке частоты p вынуждающей силы, либо при медленном изменении собств. частоты ω_0. При высокой добротности осциллятора ($Q \gg 1$) оба способа дают практически одинаковые результаты. Частотные характеристики, полученные при конечной скорости изменения частоты, отличаются от статич. резонансных кривых, соответствующих бесконечно медленной перестройке: на динамич. частотных характеристиках наблюдается смещение максимума в направлении перестройки частоты, пропорц. μ, где $\mu = \tau/t^*$, $\tau = Q/\omega_0$ — время релаксации колебаний в контуре, t^* — время, в течение к-рого частота p находится в пределах полосы резонанса $\Delta\omega$. При быстрой перестройке частоты, по мере роста μ, происходит уменьшение высоты и расширение резонансных кривых, причём их форма становится более асимметричной (рис. 3).

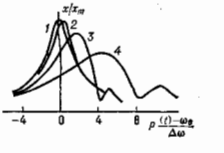


Рис. 3. Статические и динамические амплитудно-частотные характеристики резонанса при различных скоростях нарастания частоты: $p(t) = \omega_0 + t/\mu$, $\mu = 0(1)$, 0,0625 (*2*), 0,25(*3*), 0,695 (*4*).

Резонанс в линейных колебательных системах с несколькими степенями свободы. Колебат. системы с неск. степенями свободы представляют собой совокупность взаимодействующих осцилляторов. Примером может служить пара колебат. контуров, связанных за счёт взаимной индукции (рис. 4). Вынужденные колебания в такой системе описываются ур-ниями

$$L_1\ddot{q}_1+M\ddot{q}_2+R_1\dot{q}_1+C_1^{-1}q_1=E_1\cos p_1t,$$
$$L_2\ddot{q}_2+M\ddot{q}_1+R_2\dot{q}_2+C_2^{-1}q_2=E_2\cos p_2t. \quad (2)$$

Индуктивная связь приводит к тому, что колебания в отд. контурах не могут происходить независимо друг от друга. Однако для любой колебат. системы с неск.

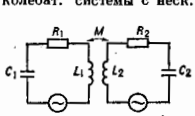


Рис. 4. Колебательная система с двумя степенями свободы — пара контуров со связью за счёт взаимоиндукции.

степенями свободы можно найти нормальные координаты, к-рые являются линейными комбинациями независимых переменных. Для нормальных координат система ур-ний, подобная (2), преобразуется в цепочку ур-ний для вынужденных колебаний такого же вида, как для одиночных колебат. контуров, с тем отличием, что воздействие на каждую из нормальных координат оказывают силы, приложенные, вообще говоря, в разных частях совокупной колебат. системы. При рассмотрении законов движения в нормальных координатах справедливы все закономерности Р. в системах с одной степенью свободы.

Резонансное нарастание колебаний происходит во всех частях колебат. системы на одних и тех же частотах (рис. 5), равных частотам собств. колебаний системы. Нормальные частоты не совпадают с парциальными, т. е. с собств. частотами осцилляторов, входящих в совокупную систему. Если частота сторонней силы равна одной из парциальных частот, то в совокупной системе Р. не наступает. Напротив, в этом случае амплитуды вынужденных колебаний достигают минимума, аналогично случаю антирезонанса в системе с одной степенью свободы. Возможность подавления колебаний, частота к-рых равна одной из парциальных, используется в электрич. фильтрах и успокоителях механич. колебаний.

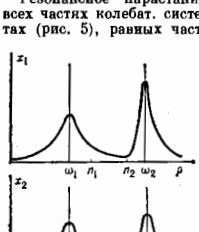


Рис. 5. Резонансные кривые для системы с двумя степенями свободы при силовом воздействии $\varepsilon_1 \neq 0$, $\varepsilon_2 = 0$; ω_1, ω_2 — нормальные частоты; n_1, n_2 — парциальные частоты.

В системе, состоящей из слабо связанных осцилляторов с одинаковыми парциальными частотами, резонансные максимумы, отвечающие близким нормальным частотам, могут сливаться, так что частотная характеристика имеет один максимум (рис. 6). Увеличение связи

Рис. 6. Резонансные кривые двухконтурной колебательной системы при $\gamma Q = 1(1)$, $\sqrt{2}(2)$ и $2(3)$; $\gamma = M/L$, $L_1 = L_2$.

между осцилляторами приводит к росту интервала между нормальными частотами системы. Изменение формы резонансных кривых при увеличении коэф. связи иллюстрирует рис. 6. Система осцилляторов при связи, близкой к критической, имеет частотную характеристику, уплощённую вблизи Р., причём крутизна её склонов выше, чем у одиночного осциллятора с таким же уровнем потерь. Это свойство обычно используется для создания полосовых электрич. фильтров.

Резонанс в распределённых колебательных системах. В распределённых системах (см. *Система с распределёнными параметрами*) амплитуда и фаза колебаний зависят от пространственных координат. Линейные распределённые колебат. системы характеризуются набором нормальных частот и собств. ф-ций, к-рые описывают пространственное распределение амплитуд собств. колебаний. Резонансные свойства (добротность) распределённых систем определяются не только собств. затуханием, но и связью с окружающей средой, в к-рую происходит излучение части энергии колебаний (электрич., упругих и др.). В распределённых системах, обладающих высокой добротностью ($Q \gg 1$), вынужденные колебания представляют собой стоячие волны, пространственное распределение амплитуд к-рых является суперпозицией собств. ф-ций (мод), а фаза колебаний одинакова во всех точках. Действие сторонних сил с частотами, близкими к собственным, ведёт к резонансному нарастанию амплитуды вынужденных колебаний во всех точках объёма распределённой резонансной системы (резонатора).

В распределённых системах сохраняют силу все общие свойства Р. Особенностью Р. в распределённых системах (равно как и в системах с неск. степенями свободы) является зависимость амплитуд вынужденных колебаний не только от частоты, но и от пространственного распределения вынуждающей силы. Р. наступает, если пространственное распределение внеш. силы повторяет форму собств. ф-ции, а частота равна соответствующей нормальной частоте. При неблагоприятном пространственном распределении сторонней силы вынужденные колебания не возбуждаются. Это происходит, в частности, тогда, когда сосредоточенная сила прикладывается в точках, для к-рых амплитуда соответствующего нормального колебания обращается в нуль. Так, прикладывая сосредоточенную силу в точке, являющейся узловой для перемещений струны, невозможно возбудить её колебания, поскольку работа силы будет равна нулю. Если распределение сил таково, что работа, совершаемая ими в разл. частях системы, имеет противоположные знаки и в целом не приводит к изменению энергии, вынужденные колебания также не возбуждаются.

Резонанс в нелинейных колебательных системах. В упругих системах нелинейным элементом является пружина, для к-рой связь между деформацией и упругой силой нелинейна, т. е. нарушается закон Гука. В электрич. системах примером нелинейного диссипативного элемента является диод, вольт-амперная характеристика к-рого не подчиняется закону Ома. Нелинейными реактивными (энергоёмкими) элементами являются конденсаторы с сегнетоэлектриком или катушки индуктивности с ферритовыми сердечниками. Параметры этих элементов — ёмкость, индуктивность, сопротивление, а также собств. частоту и коэф. затухания в нелинейных системах можно считать ф-циями тока или напряжения. При этом в нелинейных системах не выполняется *суперпозиции принцип*.

В нелинейных системах гармонич. сила возбуждает негармонич. колебания, в спектре к-рых имеются кратные частоты, поэтому Р. на гармониках происходит и при синусоидальной внеш. силе. В колебат. системах, обладающих достаточно высокой добротностью и частотной избирательностью, наиб. амплитуду имеет та спектральная компонента, частота к-рой близка к частоте Р. Рассматривая лишь колебания с частотой, близкой к резонансной, можно и в этом случае получить семейство резонансных кривых. Для системы с нелинейными реактивными (энергоёмкими) элементами при $\rho \approx \omega_0$ эти кривые изображены на рис. 7. Форма резонансной кривой зависит от амплитуды вынуждающей

силы и по мере её увеличения становится всё более асимметричной. Поскольку частота собств. колебаний нелинейного осциллятора зависит от их амплитуды, то и максимумы на резонансных кривых сдвигаются в сторону более высоких или более низких частот. Начиная с нек-рого значения амплитуды силы, резонансные кривые приобретают неоднозначную клювообразную форму. В определённом интервале частот стационарная амплитуда вынужденных колебаний оказывается зависящей от предыстории установления колебаний (явление колебат. гистерезиса). При этом части резонансных кривых, соответствующих неустойчивым

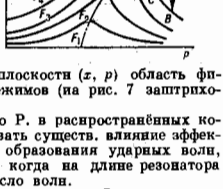


Рис. 7. Семейство амплитудно-частотных кривых в случае нелинейного резонанса при различных амплитудах сторонней силы ($F_1 < F_2 < F_3 < F_4$). Пунктир — неустойчивый участок резонансной кривой. Заштрихована область неустойчивых состояний. Стрелками отмечены точки скачкообразного изменения амплитуд колебаний при перестройке частоты вверх (AB) и вниз (CD).

состояниям, образуют на плоскости (x, p) область физически нереализуемых режимов (на рис. 7 заштрихована).

На явление нелинейного Р. в распространённых колебат. системах могут оказать существ. влияние эффекты самофокусирования и образования ударных волн, особенно в тех случаях, когда на длине резонатора укладывается большое число волн.

Явления, родственные резонансу. В нелинейных колебат. системах внеш. периодич. воздействие вызывает не только возбуждение вынужденных колебаний, но и модуляцию энергоёмких и диссипативных параметров. Явление возбуждения колебаний при периодич. модуляции энергоёмких параметров наз. параметрич. резонансом.

Если глубина модуляции энергоёмкого параметра недостаточна для возбуждения параметрич. Р., в колебат. системе происходит частичное восполнение потерь. Резонансный отклик на действие слабого сигнала с частотой $p \approx \omega_0$ при этом такой же, как у линейного осциллятора с более высокой добротностью. Кроме того, образуются колебания комбинац. частот $mp + n\omega_м$, где $\omega_м$ — частота модуляции параметра, $m, n = \pm 1, \pm 2, \ldots$ При совпадении частоты p и $(\omega_м - p)$ вынужденные колебания в параметрически регенерированной системе зависят от соотношений между фазами параметрич. воздействия и слабой силы (сигнала). При этом может происходить как уничтожение, так и уменьшение амплитуды вынужденных колебаний по сравнению с отсутствием параметрич. регенерации (явления «сильного», и «слабого» Р.).

Эффект регенерации потерь и повышения эквивалентной добротности имеет место в резонансных системах с велинейными потерями, к-рые содержат элементы с *отрицательным дифференциальным сопротивлением* или цепи положительной *обратной связи*. Такие системы наз. потенциально автоколебательными. Если на потенциально автоколебат. систему воздействует периодич. сила значит. амплитуды с частотой p, она может влиять на затухание колебаний в системе так, что в течение определённой доли периода действия силы затухания оно становится отрицательным. В результате в потенциально автоколебат. системе возбуждаются колебания на частоте ω, близкой к собственной, если дополнительно выполнено условие $\omega = p/n$. Случай $n = 1$ отвечает синхронизации частоты автоколебаний внеш. силой. При $n \geqslant 2$ данное явление носит наз. автопараметрич. возбуждения, по аналогии с параметрическим резонансом, в отличие от к-рого при автопараметрич. возбуждении происходит модуляция не энергоёмких, а диссипативных параметров системы.

Термин «Р.» употребляется и по отношению к процессам в квантовых системах, когда частота внешн. воздействия (излучения) равна частоте квантового перехода, так что выполняется условие

$$\hbar p = \mathscr{E}_n - \mathscr{E}_m, \qquad (3)$$

где $\mathscr{E}_n$, $\mathscr{E}_m$ — энергия соответственно n-, m-го уровней квантовой системы. При выполнении (3) резко возрастают вероятности квантовых переходов, что проявляется как увеличение интенсивности обмена энергией — поглощения и излучения (см. *Квантовая электроника, Лазер*).

Р. может быть причиной неустойчивости и разрушений механич. инженерных конструкций и электрич. сетей. В вибропреобразователях Р. позволяет достигать значит. амплитуд упругих колебаний благодаря периодич. действию сравнительно слабой силы. В радиофизике и радиотехнике явление Р. лежит в основе мн. способов фильтрации сигналов разных частот, обнаружения и приёма слабых сигналов.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Стрелков С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Харкевич А. А., Избр. труды, т. 2, М., 1973; Основы теории колебаний, под ред. В. В. Мигулина, 2 изд., М., 1988.

Г. В. Белокопытов.

РЕЗОНА́НСНАЯ КОНВЕ́РСИЯ НЕЙТРИ́НО — гипотетич. процесс перехода одного типа *нейтрино* в другой при распространении в среде с монотонно изменяющейся плотностью. Переход осуществляется непрерывно, в соответствии с вариациями плотности и в осн. при пересечении слоя с т. н. резонансной плотностью. Необходимым условием Р. к. н. является смешивание нейтрино, участвующих в конверсии. Возможность Р. к. н. была показана С. П. Михеевым и А. Ю. Смирновым в 1985 [1], при этом использовались результаты Л. Вольфенстайна [2] 1978—80 по осцилляциям нейтрино в веществе с пост. плотностью (в литературе Р. к. н. часто называют МСВ-эффектом, по именам Михеева, Смирнова, Вольфенстайна).

Условия резонансной конверсии нейтрино. Необходимым условием конверсии нейтрино, напр. $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, является смешивание этих нейтрино, т. е. наличие взаимодействия, переводящего ν_e в ν_μ. В случае вакуумного смешивания это недиагональные массовые члены, так что ν_e и ν_μ оказываются когерентными смесями двух состояний ν_1 и ν_2 с определёнными массами m_1 и m_2:

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta\,|\nu_1\rangle + \sin\theta\,|\nu_2\rangle, \\ |\nu_\mu\rangle &= \cos\theta\,|\nu_2\rangle - \sin\theta\,|\nu_1\rangle, \end{aligned} \qquad (1)$$

где θ — вакуумный угол смешивания (см. *Осцилляции* элементарных частиц).

Конверсия в веществе обусловлена рефракцией — упругим рассеянием нейтрино в среде на нулевой угол, к-рое приводит к появлению у волн нейтрино показателей преломления n_e, n_μ, $(n-1) \sim G_F N/k$ (G_F — константа Ферми, N — концентрация частиц среды, $k = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{k}$ — импульс нейтрино). Среда влияет на эволюцию смешанных нейтрино, если n_e и n_μ различны. Это влияние определяется длиной рефракции l_0 — расстоянием, на к-ром дополнит. разность фаз между волнами ν_e и ν_μ, возникающая вследствие рассеяния, становится равной 2π [2]:

$$l_0 = 2\pi/k(n_e - n_\mu).$$

Для ν_e — ν_μ-системы в обычной среде различие n_e и n_μ возникает из-за рассеяния ν_e на электронах за счёт *заряженных токов*:

$$l_0 = 2\pi/k(n_e - n_\mu) = 2\pi/\sqrt{2}\,G_F N_e$$

(N_e — концентрация электронов).

Среда изменяет смешивание ν_e и ν_μ, к-рое определяется [аналогично (1)] относительно $|\nu_{lm}\rangle$ — собств. состояний гамильтониана для данной среды (с учётом взаимодействий). Состояния $|\nu_{lm}\rangle$ являются аналогами $|\nu_l\rangle$ в среде. Угол смешивания в среде θ_m, связываю-

щий ν_e, ν_a с ν_{1m}, ν_{2m}, не равен θ и является ф-цией плотности среды $\rho \approx m_N N_e(m_N$ — масса нуклона), а также энергии нейтрино $\mathscr{E}$. Зависимость параметра смешивания $\sin^2 2\theta_m$ от ρ (а также от $\mathscr{E}$) имеет резонансный характер (рис. 1, *а*). При т. н. резонансной плотности

$$m_N(N_e)_R \equiv \rho_R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta) m_N}{2\sqrt{2}\, G_F \mathscr{E}} \qquad (2)$$

($\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$) $\sin^2 2\theta_m$ достигает максимума — единицы. Смешивание в резонансе при произвольно малом θ становится максимальным.

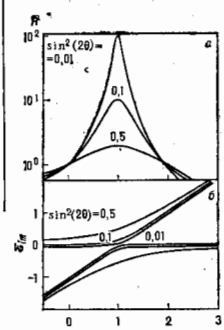


Рис. 1. Резонанс в системе смешанных нейтрино в веществе. Зависимости резонансного фактора $R \equiv \sin^2 2\theta_m/\sin^2 2\theta$ (*а*) и энергий уровней $\mathscr{E}_{im}$ от плотности среды для разных значений $\sin^2 2\theta$ (*б*) (цифры у кривых). Верхние кривые на рис. *б* относятся к $i = 2$, нижние — к $i = 1$.

Полуширина резонанса равна $\Delta\rho_R = \rho_R \mathrm{tg} 2\theta$. Величины ρ_R и $\Delta\rho_R$ определяют резонансный слой $\rho_R \pm \Delta\rho_R$, где в осн. и происходит конверсия.

В резонансе $l_\nu = l_0 \cos 2\theta$ ($l_\nu = 2\pi\ell/\Delta m^2$ — вакуумная длина осцилляций), т. е. резонанс при малых θ соответствует равенству «собств. периода» осцилляций l_ν и «периода» l_0, характеризующего внеш. среду. Как отметили Н. Кабиббо (N. Cabibbo) и независимо Х. Бете [3], в резонансе сравниваются энергии состояний $|\nu_e\rangle$ и $|\nu_a\rangle$ (происходит *пересечение уровней*); при этом расщепление собств. значений гамильтониана $\mathscr{E}_{im}$, т. е. энергий состояний $|\nu_{im}\rangle$, становится минимальным (рис. 1, *б*).

Динамика конверсии нейтрино в среде основывается на изменении *ароматов* (при распространении в неоднородной среде), т. е. ν_e-, ν_a-состава собств. состояний и на слабом изменении или постоянстве примесей самих $|\nu_{im}\rangle$ в данном нейтринном состоянии. Аромат $|\nu_{im}\rangle$ определяется углом смешивания θ_m аналогично (1). При уменьшении ρ от $\rho \gg \rho_R$ до $\rho \ll \rho_R$ угол смешивания θ_m уменьшается от $\approx\pi/2$ до $\approx\theta$ и соответственно, если θ мал, аромат ν_{im} меняется практически полностью (у ν_{2m}, напр., от $\approx\nu_e$ до $\approx\nu_a$). Это изменение происходит в осн. в резонансном слое. Вариации примесей $|\nu_{im}\rangle$ в данном состоянии $|\nu(t)\rangle$ контролируются условием адиабатичности, к-рое устанавливает верхний предел на скорость изменения плотности с расстоянием $d\rho/dr$. Если условие адиабатичности выполнено (ρ изменяется медленно), то вероятности переходов между собств. состояниями пренебрежимо малы и примеси $|\nu_{im}\rangle$ в $|\nu(t)\rangle$ сохраняются.

Конверсия в среде, переходы в разных режимах. Р. к. н.— это по существу изменение аромата нейтринного состояния при адиабатическом (или слабо неадиабатическом) пересечении резонансного слоя. В зависимости от нач. условий и характера распространения нейтрино выделяют 3 типа переходов.

Безосцилляционный переход реализуется, когда нейтрино возникает при $\rho \gg \rho_R$ и распространяется адиабатически. В этом случае нейтринное состояние $|\nu(t)\rangle$, рождаемое как $|\nu_e\rangle$, $|\nu(0)\rangle = |\nu_e\rangle$, будет практически совпадать с $|\nu_{2m}\rangle$ и это совпадение сохранится в силу адиабатичности в процессе всей эволюции. Если ρ уменьшается до $\rho \ll \rho_R$, то $|\nu_{2m}\rangle$, а вместе с ним и $|\nu(t)\rangle$ изменяют аромат практически полностью. Вероятность обнаружить ν_e на выходе (вероятность «выживания») $P = \sin^2\theta$ (рис. 2).

Осцилляционный адиабатический переход реализуется, когда адиабатичность выполнена, но нейтрино рождаются близко к резонанс-

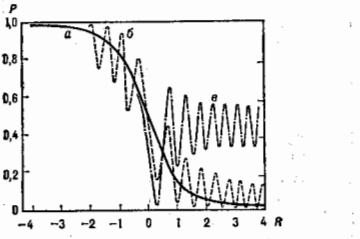


Рис. 2. Пространственная картина резонансной конверсии. Зависимость вероятности выживания от расстояния до резонансного слоя для безосцилляционного (сплошная линия), осцилляционного адиабатического (штриховая линия) и неадиабатического (штрих-пунктирная линия) переходов. Резонанс реализуется при $R = 0$; интервал $R = (-1 \div 1)$ соответствует резонансному слою.

ному слою или в самом резонансном слое. В этом случае нейтринное состояние содержит сравнимые примеси обоих собств. состояний, причём в силу адиабатичности эти примеси будут сохраняться. Наличие примесей $|\nu_{im}\rangle$ в $|\nu(t)\rangle$ приводит к осцилляциям. Осцилляции накладываются на конверсию (рис. 2), однако ср. значение вероятности будет изменяться в соответствии с величиной плотности (см. ниже ф-лу (3) с $P_{21} = 0$).

Неадиабатический переход. Примеси собств. состояний изменяются. Даже если в нач. момент $|\nu\rangle$ совпадало с $|\nu_{2m}\rangle$, то в процессе распространения с нек-рой вероятностью P_{21} в нём появится примесь $|\nu_{1m}\rangle$. Ср. вероятность выживания при этом имеет вид

$$P = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{21}\right) \cos 2\theta_m^e \cos 2\theta_m(\rho), \qquad (3)$$

где θ_m^e — угол смешивания в точке рождения. С ростом P_{21} конверсия ослабляется (рис. 2) [4].

Р. к. н. аналогична многим известным явлениям в разных областях физики [5] — передаче колебаний в системе связанных маятников, повороту спина электрона во вращающемся магн. поле, переходам между уровнями атомов и молекул под действием внеш. возмущения и др.

Обобщения. Типы резонансной конверсии. Условия резонансной конверсии — смешивание, резонанс (пересечение уровней), адиабатичность — имеют ряд разл. реализаций. В зависимости от свойств нейтринных состояний, к-рые смешиваются, выделяют 3 типа конверсии. При т. н. флэверной конверсии (от англ. flavor — аромат), обсуждавшейся выше, измеряется аромат нейтринного состояния, но не меняется *спиральность*. В общем случае смешиваются 3 типа нейтрино ν_e, ν_a, ν_τ, и такая система обладает 3 резонансами. Если массы m_1, m_2, m_3 достаточно сильно различаются, так что резонансы разделены на шкале плотностей, то их прохождение можно рассматривать независимо: трёхнейтринная конверсия сводится к двухнейтринной. Спиновая конверсия реализуется между левой (ν_L) и правой (ν_R) компонентами дираковского нейтрино ($\nu_L \rightarrow \nu_R$). Смешивание ν_L и ν_R обусловлено взаимодействием магн. момента нейтрино μ_ν с магн. полем. Как расщепление уровней, так и их пересечение связаны с рефракцией в неоднородной среде. При спин-флэверной конверсии

изменяются и аромат, и спиральность нейтринного состояния, напр. $\nu_{eL} \to \tilde{\nu}_{\mu R}$ (где ν_{eL} и $\tilde{\nu}_{\mu R}$ соответственно левое электронное нейтрино и правое мюонное антинейтрино). Смешивание вызвано взаимодействием т. н. недиагонального магн. момента нейтрино с магн. полем. Расщепление уровней обусловлено различием в массах и взаимодействиях ν_{eL} и $\tilde{\nu}_{\mu R}$ с веществом [6]. Разные типы конверсии отличаются зависимостями эффектов от энергии нейтрино.

Приложения. Области возможных приложений Р. к. н. — *нейтринная астрофизика* и геофизика — определяются тем, что толща d вещества, проходимая нейтрино, должна быть достаточно большой: $d \gtrsim d_0 \approx \rho l_0 \approx m_N/G_F \approx 3 \cdot 10^9$ г/см². Условия конверсии выполняются в широких интервалах Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ (несколько порядков величины) на Солнце и в коллапсирующих звёздах. Осн. эффекты конверсии в среде — подавление потока нейтрино исходного типа (соответственно появление потоков нейтрино новых типов) и искажение энергетич. спектра нейтрино, зависящее определённым образом от Δm^2 и $\sin^2 2\theta$.

Приложения имеют 3 следующих аспекта. Во-первых, поскольку конверсия изменяет свойства потоков нейтрино, её возможные эффекты следует иметь в виду при интерпретации наблюдат. данных нейтринной астрономии. В частности, конверсия может решить проблему солнечных нейтрино. Во-вторых, если профиль плотностей и исходный спектр нейтрино известны, то, измеряя искажение спектра, можно в принципе определить Δm^2 и $\sin^2 2\theta$. Р. к. н. открывает уникальные возможности, т. к. сильные изменения в пучках возникают даже при очень малых значениях параметров смешивания и Δm^2, не доступных обычным экспериментам. Если эффекты конверсии не будут обнаружены, это позволит исключить область параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, намного перекрывающую область чувствительности существующих и планируемых лаб. экспериментов. Наконец, если Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ известны, то по эффектам конверсии можно судить о распределении плотности вещества на пути нейтрино.

Лит.: 1) Михеев С. П., Смирнов А. Ю., Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино, «Ядерная физика», 1985, т. 42, в. 6, с. 1441; их же, Осцилляции нейтрино в среде с переменной плотностью и резонансная от гравитационных коллапсов звезд, «ЖЭТФ», 1986, т. 91, с. 7; 2) Wolfenstein L., Neutrino oscillations in matter, «Phys. Rev. D.», 1978, v. 17, p. 2369; его же, Neutrino oscillations and stellar collapse, «Phys. Rev. D.», 1979, v. 20, p. 2634; 3) Bethe H., Possible explanation of the Solar—Neutrino puzzle, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 56, p. 1305; 4) Parke S. J., Nonadiabatic level crossing in resonant neutrino oscillations, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 57, p. 1275; 5) Михеев С. П., Смирнов А. Ю., Резонансные осцилляции нейтрино в веществе, «УФН», 1987, т. 153, с. 3; 6) Ахмедов Е. К., Бычук О. В., Резонансная спин-флейворная прецессия нейтрино и проблема солнечных нейтрино, «ЖЭТФ», 1989, т. 95, с. 442.

А. Ю. Смирнов.

РЕЗОНА́НСНАЯ ЛИ́НИЯ — спектральная линия атома, для к-рой частота испускаемого света совпадает с частотой излучения, поглощаемого атомом в осн. состоянии. Обычно термин «Р. л.» применяют к одной

Схемы низколежащих уровней энергии и резонансные квантовые переходы Na (жёлтый дублет D_1 и D_2) и Hg.

или нескольким наиб. интенсивным линиям, соответствующим разрешённым оптич. переходам (электрич. дипольным переходам) между осн. состоянием и наиб. низко лежащими возбуждёнными уровнями энергии (рис.). Р. л. атомов большинства элементов расположены в видимой и УФ-областях спектра. Напр., длины волн Р. л. атомов H, He, Na и Hg соответственно равны (в нм): 121,568; 58, 4328; 588,995/589, 593; 253,652/184, 950. Р. л. атомов Cs и Fr расположены в ближней ИК-области спектра.

Лит. см. при ст. *Спектральная линия.* *Е. А. Юков.*

РЕЗОНА́НСНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (резонансная флуоресценция, резонансное рассеяние, резонансная люминесценция) — *фотолюминесценция*, при к-рой частота возбуждающего излучения ω_0 практически совпадает с частотой фотолюминесценции атома $\omega = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/\hbar$, где $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_1$ — энергии верхнего возбуждённого и нижнего (обычно основного) уровней энергии атома. Р. и. впервые обнаружено в 1904 Р. Вудом (R. Wood) в парах натрия.

Р. и. на изолиров. атоме по существу есть *рэлеевское рассеяние* света, усиленное благодаря резонансу на много порядков величины. Спектр Р. и. неподвижного изолиров. атома зависит от спектра возбуждающего излучения. При возбуждении его излучением непрерывного спектра шириной $\Delta\omega \gg \gamma_e$, где γ_e — *естественная ширина спектральной линии* данного атома, линия Р. и. имеет лоренцевский контур с шириной γ_e (см. *Контур спектральной линии*), т. е. такой же, что и при возбуждении атома др. способом (напр., столкновительным). Если атом возбуждается монохроматич. излучением, то его Р. и. является также монохроматическим и имеет ту же частоту ω_0 (с точностью до эффектов отдачи). При этом, если осн. состояние атома не вырождено, то падающая волна и волна Р. и. когерентны.

В разреженном газе контур линии Р. и. определяется доплеровским *уширением спектральных линий* и его ширина зависит от угла рассеяния. Если спектральная линия атома испытывает дополнит. уширение Γ и сдвиг Δ за счёт соударений, а Р. и. возбуждается монохроматич. излучением, то спектр Р. и. состоит из излучения той же частоты ω_0 и лоренцевского контура с максимумом на частоте $\omega + \Delta$ и с шириной $\Gamma + \gamma_e$. В том случае, когда столкновения приводят лишь к сдвигу фазы волновой ф-ции атомного состояния, отношение интенсивностей этих компонент Р. и. равно γ_e/Γ. При наличии неупругих столкновений отношение интенсивностей будет другим и в спектре Р. и. возможно появление дополнит. линий.

Обычно Р. и. поляризовано. В общем случае степень поляризации и её характер определяются поляризацией возбуждающего излучения, направлением наблюдения по отношению к направлению распространения возбуждающей волны, давлением и составом излучающего газа, ориентацией и величиной внеш. электрич. и магн. полей. Особенно сильно на поляризацию влияет магн. поле (см. *Зеемана эффект*).

При возбуждении Р. и. излучением высокой интенсивности резонансная спектральная линия расщепляется, а также происходят и др. изменения спектра, зависящие от статистич. свойств возбуждающего излучения.

Лит.: Вуд Р., Физическая оптика, пер. с англ., Л.— М., 1936; Митчел А., Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, пер. с англ., М.— Л., 1937; Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., [2 изд.], М., 1956; Принсгейм П., Флуоресценция и фосфоресценция, пер. с англ., М., 1951; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Swain S., Theory of atomic processes in strong resonant electromagnetic fields, в сб.: Advances in atomic and molecular physics, v. 16, N. Y.— L.— Toronto, 1980, p. 159.

Е. А. Юков.

РЕЗОНА́НСНЫЕ ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ — процессы, для к-рых характерна резкая немонотонная зависи-

мость эфф. сечения от энергий бомбардирующих частиц. Для сечений мн. *ядерных реакций* и процессов *рассеяния микрочастиц* характерно наличие острых резонансов. Это связано с существованием квазистационарных (метастабильных) состояний в промежуточных составных системах, время жизни к-рых заметно больше времени пролёта частицы через ядро (см. *Составное ядро*). Стабильность таких квазистационарных состояний в условиях, когда возможно («открыто») много каналов распада, обусловлена кулоновским и центробежным барьерами, задерживающими процессы распада, а также сложностью внутр. структуры. Вероятности образования конфигураций, связанных с каналами распада, для таких структур оказываются малыми. О. Бор объяснил природу узких резонансов, наблюдающихся в ядрах при высоких энергиях возбуждения, исходя из представления о существовании квазистационарных уровней ядер сложной (статистической) природы [1].

Если энергия падающей частицы такова, что полная энергия системы равна (или почти равна) энергии, соответствующей одному из уровней промежуточного ядра, то вероятность его образования значительно больше, чем в случае, когда энергия частицы соответствует промежутку между энергетич. уровнями. Поэтому возникают характерные максимумы выхода различных ядерных процессов в зависимости сечения σ от энергии налетающих частиц. Если вероятность ядерного процесса определяется только резонансным рассеянием в единств. резонансе, то применима *Брейта — Вигнера формула*

$$\sigma=\pi\lambda^2\frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)}\frac{\Gamma_s\Gamma_r}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_p)^2+(\Gamma/2)^2}. \quad (1)$$

Здесь J — спин промежуточного ядра (резонанса), s — спин частицы, I — спин ядра-мишени, λ — длина волны де Бройля, Γ_s, Γ_r — парциальные ширины резонанса, соответствующие входному и выходному каналам ядерной реакции, Γ — полная ширина резонанса, $\mathscr{E}_p$ — резонансная энергия частицы.

Полную *амплитуду рассеяния* f можно записать в виде

$$f=f_{нр}+f_p, \quad (2)$$

где $f_{нр}$ — амплитуда нерезонансного рассеяния, f_p — резонансного. Амплитуда f_p связана с сечением σ_p. Амплитуду $f_{нр}$ обычно определяют с помощью *оптической модели ядра*, исследуя упругое резонансное рассеяние, для к-рого $f_p=\Gamma$.

Впервые резонансное рассеяние медленных нейтронов наблюдал Э. Ферми с сотрудниками в 1934 [2] (см. *Нейтронная спектроскопия*). Ими было обнаружено, что в нек-рых случаях поперечные сечения захвата нейтронов значительно превосходят размеры ядер, что связано с квантовомеханич. природой рассеяния и большим значением λ. В дальнейшем благодаря возможности плавного изменения энергии бомбардирующих частиц (ускоренных с помощью электростатич. ускорителей) исследования резонансного рассеяния заряж. частиц были осн. методом получения информации об уровнях ядер и их квантовых характеристиках (спине, *чётности*), о парциальных и полных ширинах состояний.

Если плотность состояний промежуточного ядра невелика и справедлива ф-ла (1), то в случае заряж. частиц нерезонансная амплитуда $f_{нр}$ определяется кулоновским рассеянием, а ширина Γ гл. обр. связана с каналом распада. При этом часто достаточно измерить зависимость сечения от энергии под неск. углами, чтобы судить об орбитальном моменте частицы, захваченной в

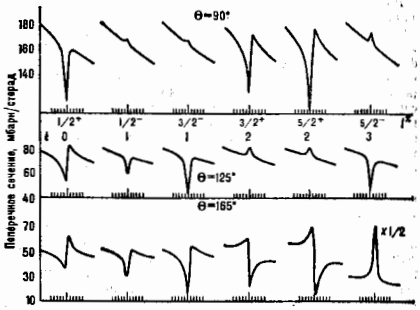


Рис. 1. Зависимость сечения резонансного рассеяния от орбитального момента l_p налетающих ядер при разных углах рассеяния.

резонансное состояние. Простота определения орбитального момента является следствием интерференции амплитуды кулоновского рассеяния и амплитуды, соответствующей брейт-вигнеровскому резонансу (рис. 1).

Открытие аналоговых резонансов (см. *Аналоговые состояния*) потребовало увеличения энергии ускорителей и улучшения их энергетич. разрешения, необходимого для измерения тонкой структуры изобар-аналоговых резонансов.

В ядерной физике низких и средних энергий Р. я. п. используются для исследования т. н. квазимолекуляр-

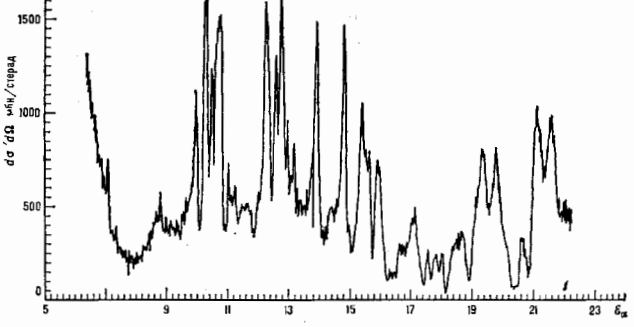


Рис. 2. Спектр α-частиц отдачи при торможении ионов ^{16}O в He.

ных ядерных систем типа α-частица — ядро, два ядра ^{12}C, два ядра ^{24}Mo и т. д. (см. *Ядерных ассоциаций модель* [3]). В этом случае выделение состояний в области высоких энергий возбуждения, когда открыто много каналов распада составной системы, объясняется своеобразной структурой уровней, приводящей к преобладающей вероятности распада по одному каналу. Примером такого выделения может служить спектр, полученный при торможении ускоренных ионов ^{16}O с энергией 90 МэВ в Не (рис. 2). Наблюдаемые резонансы в спектре α-частиц отдачи связаны с тем, что при определ. относит. энергии ионов ^{16}O и ядер Не существуют уровни составной системы ^{20}Ne с характерной квазимолекулярной структурой уровней ($^{16}O + \alpha \rightarrow {}^{20}Ne$).

Большие сечения, характерные для резонансных реакций при определ. энергиях, являются основой для элементного анализа материалов. При высоких энергиях ускоренных частиц резонансные ядерные реакции являются инструментом поиска новых частиц — *резонансов*.

Лит.: 1) Bohr N., Kalckar F., On the transmutations of the atomic nuclei by impact of material particles, «Kgl. Danske Videnskab. Selsk., Math.-Fys. Medd.», 1937, v. 14, № 10, p. 1; 2) Fermi E. и др., Azione di sostanze idrogenate sulla radioattivita provocata da neutroni, «Ric. Scient.», 1934, v. 5, p. 1282; 3) Zurmuhle R. W., Spins and spin alignment of heavy ion molecular resonances, Proc. Fifth Int. Conf. Clustering Aspects in Nucl. and Subnucl. Systems, Kyoto, 1988, I., «Phys. Soc. Jpn.», 1989, v. 58, Suppl., p. 37. *В. З. Гольдберг.*

РЕЗОНА́НСНЫЙ УСИЛИ́ТЕЛЬ — *усилитель электрических колебаний*, содержащий резонансный *колебательный контур* и имеющий вследствие этого большое усиление в сравнительно узкой полосе частот вблизи резонансной частоты (см. также *Резонанс*), что позволяет с помощью Р. у. не только усиливать, но и выделять колебания с требуемыми частотами. Р. у. широко используются в радиотехнике, гл. обр. в качестве малошумящих избират. усилителей на входе *радиоприёмных устройств* и мощных усилителей на выходе *радиопередающих устройств*. По принципу работы разделяются на Р. у., построенные на невзаимных усилит. элементах без внеш. положит. *обратной связи*, и Р. у. регенеративные.

В Р. у. первого типа усиливаемые колебания подводятся к управляющему электроду (транзистора, электронной лампы, ИС), резонансный контур включён в цепь выходного электрода и возбуждается его током. Используются преим. на умеренно высоких частотах, на к-рых значительна развязка между выходной и входной цепями управляющего электрода. В качестве резонансного контура применяют обычно простые одиночные контуры с сосредоточенными параметрами и малым собств. затуханием ($d \ll 1$). В режиме усиления малых колебаний макс. коэф. усиления напряжения при резонансе $K_{макс} = SR_э$, где S — крутизна усилит. элемента, $R_э$ — эквивалентное сопротивление резонансного контура на резонансной частоте f_0. Амплитудно-частотная характеристика при малых расстройках Δf от частоты резонанса описывается выражением

$$\frac{K}{K_{макс}} = \frac{1}{\sqrt{1+(2\Delta f/f_0 d_э)^2}}$$

где K — коэф. усиления при расстройке Δf; полоса пропускания на уровне 3 дБ $\Pi = f_0 d_э$, где $d_э$ — результирующее затухание шунтированного др. цепями резонансного контура. Фазочастотная и переходные характеристики Р. у. также определяются гл. обр. соответствующими характеристиками резонансного контура. Для неискажённого усиления больших *модулированных колебаний* стремятся к линеаризации динамич. колебат. характеристики Р. у.— зависимости первой гармоники выходного тока усилит. элемента от амплитуды напряжения на управляющем электроде.

В резонансный контур регенеративных Р. у., включённый в тракт усиливаемых колебаний на проход или на отражение, вносится *отрицательное дифференциальное сопротивление*, обусловленное введением положительной обратной связи (при невзаимных усилит. элементах), разл. физ. явлениями в полупроводниковых диодах (туннельных, лавинно-пролётных, диодах Ганна и др.), изменением реактивного параметра резонансного контура под действием генератора *накачки* (параметрич. усилитель) и т. д. Р. у. находят применение гл. обр. в СВЧ-диапазоне, где обеспечение хорошей развязки между выходными и входными цепями трёхэлектродных усилит. элементов затруднено. В качестве резонансного контура используются *объёмные резонаторы* и резонаторы из отрезков *линий передачи* разл. типов: полосковых, щелевых, компланарных, коаксиальных, волноводных и др. Макс. коэф. усиления мощности при резонансе регенеративного Р. у. отражат. типа $K_{P_0} = 4R_0^2/(R_0 + r_s)^2(1 - \gamma)^2$, где R_0 — волновое сопротивление согласованного тракта усиливаемых колебаний, r_s — сопротивление собств. потерь регенерирующего элемента, $\gamma = R_-/(R_0 + r_s)$ — коэф. регенерации, R_- — вносимое в резонатор отрицат. сопротивление; полоса пропускания при одиночном резонаторе $\Pi = f_0 d_э(1 - \gamma)$. При $\gamma \to 1$ возрастает усиление, но сужается полоса пропускания, и на практике при $K_{P_0} > (10—20)$ дБ полоса сокращается до единичных процентов, а Р. у. переходит в режим генерации. В таких Р. у. для разделения приходящей и усиленной отражённой волн используют невзаимные элементы — ферритовые циркуляторы. Регенеративные Р. у. проходного типа ещё более узкополосны и имеют более высокий уровень собств. шумов, поэтому применяются реже отражательных, особенно в малошумящих радиоприёмных устройствах.

Лит.: Рябкин А. А., Основы теории усилительных схем, 2 изд., М., 1954; Радиоприемные устройства, под ред. А. П. Жуковского, М., 1989. *Н. Н. Фомин.*

РЕЗОНА́НСНЫЙ УСКОРИ́ТЕЛЬ — ускоритель элементарных частиц, в к-ром ускорение производится переменным высокочастотным электрич. полем. К Р. у. относятся *линейные ускорители* и все *циклические ускорители*, кроме *бетатронов*. В Р. у. частицы проходят ускоряющие промежутки лишь в те моменты времени, когда поле в них находится в *равновесной фазе* или вблизи неё. В линейных ускорителях частицы последовательно проходят ряд таких промежутков, в циклических — многократно возвращаются к одним и тем же промежуткам, постепенно увеличивая свою энергию. *Л. Л. Гольдин.*

РЕЗОНА́НСЫ (резонансные частицы) — короткоживущие возбуждённые состояния адронов. В отличие от др. нестабильных частиц, Р. распадаются в осн. за счёт сильного взаимодействия. Поэтому их времена жизни лежат в интервале 10^{-23}—10^{-24} с, что по порядку величины близко к характерному ядерному времени ($\sim 10^{-23}$ с).

В зависимости полных эфф. сечений рассеяния σ от энергии $\mathscr{E}$ (в системе центра инерции) Р. часто приводятся в виде колоколообразного (т. н. брейт-вигнеровского) максимума:

$$\sigma(\mathscr{E}) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(\mathscr{E}_0 - \mathscr{E})^2 + (\Gamma/2)^2}. \qquad (1)$$

Энергия $\mathscr{E}_0$, соответствующая максимуму сечения $\sigma = \sigma_0$, сопоставляется с массой Р., $M = \mathscr{E}_0/c^2$. (Обычно в физике элементарных частиц используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$; тогда $M = \mathscr{E}_0$.) Полная ширина Г резонансной кривой на половине её высоты определяет время жизни Р.: $\tau \approx \hbar/\Gamma$ (в соответствии с *неопределённости соотношением* между энергией и временем). Для определения спина Р., как правило, необходим более тщательный анализ угл. зависимости дифференц. сечения упругого рассеяния с целью нахождения той парциальной амплитуды, в к-рой проявляется этот максимум (см. *Рассеяние микрочастиц*, *Поляризационные эффекты* в рассеянии частиц).

Первый Р. открыт в нач. 1950-х гг. Э. Ферми (E. Fermi) с сотрудниками при изучении процесса взаимодействия π^+-мезонов с протонами на протонном

циклотроне в Чикаго (США). В совр. обозначениях это был Р. Δ_1^{++} или $\Delta_{3,3}(1232)$, где первая цифра индекса у символа Р. означает удвоенный *изотопический спин I* частицы, вторая — её удвоенный спин J (в скобках указана масса Р., в МэВ). Ширина этого Р. $\Gamma = 116$ МэВ (т. е. время жизни $\tau = 5{,}7 \cdot 10^{-23}$ с). В дальнейшем этот же Р. был обнаружен и в системе(pγ).

Осн. часть Р. была открыта в 60-х гг. в экспериментах, выполненных на протонных ускорителях. Р. делятся на 2 группы: б а р и о н н ы е Р., обладающие *барионным числом* ($B = 1$) и распадающиеся на мезоны и один стабильный барион; м е з о н н ы е Р. ($B = 0$), распадающиеся на мезоны. Р. с ненулевой *странностью* наз. странными. К 1988 открыто более 300 Р., к-рые группируются примерно в 40 барионных и 30 мезонных *изотопических мультиплетов*. Массы наблюдённых барионных Р. лежат в интервале от 1,2 до 4 ГэВ, мезонных — от 0,7 до 2 ГэВ. Исключение составляют новые мезонные Р., массы к-рых достигают 9—10 ГэВ (см. *Кварконий*, *Очарованные частицы*, *Ипсилон-частицы*). Ниж. границы массовых спектров Р. определяются массами ядерно-стабильных (стабильных относительно распадов за счёт сильного взаимодействия) мезонов и барионов, а верхние — эксперим. возможностями их обнаружения (ядерно-стабильные частицы условно относят к стабильным частицам).

Осн. методы обнаружения Р. таковы.

а) Н а б л ю д е н и е м а к с и м у м а в п о л н о м э ф ф е к т и в н о м с е ч е н и и р а с с е я н и я. В полном сечении наблюдается колоколообразный максимум $\sigma(\mathscr{E}) \sim |T_{\text{вв}}(\mathscr{E})|^2$, положение и полная ширина к-рого равны соответственно M и Γ. Этот метод, однако, не позволяет провести полного определения квантовых чисел Р., в частности спина.

б) П р о в е д е н и е ф а з о в о г о а н а л и з а. Здесь исходными измеряемыми величинами являются дифференц. сечения упругого рассеяния, т. е. сечения, измеряемые как ф-ции угла рассеяния θ и полной энергии $\mathscr{E}$. Квантовомеханич. амплитуда рассеяния $T(\theta, \mathscr{E})$ затем разлагается в ряд по *сферическим функциям*, а в простейшем бесспиновом случае — по полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$:

$$T(\theta, \mathscr{E}) = \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) T_l(\mathscr{E}). \qquad (2)$$

Коэф. $T_l(\mathscr{E})$ этого разложения — парциальные волны рассеяния с орбитальным (угловым) моментом, равным целому положит. числу l,— определяются из эксперим. данных как комплексные ф-ции действит. переменного $\mathscr{E}$. Р. со спином $J = l$ проявляется в виде брейт-вигнеровского вклада (1) в $T_l(\mathscr{E}): T_{\text{вв}}(\mathscr{E}) = (\Gamma/2)/(M - \mathscr{E} - i\Gamma/2)$. Этот метод позволяет определять все характеристики Р. (массу, ширину, спин, *чётность* и т. д.).

Методы (а) и (б) служат в осн. для обнаружения барионных Р.

в) П о и с к м а к с и м у м о в в м а с с о в ы х р а с п р е д е л е н и я х используется при обработке данных по неупругим реакциям вида $a + b \to c_1 + c_2 + \ldots + c_n$, когда в результате соударения двух частиц a и b возникает n частиц ($n \geqslant 3$). Здесь строят распределения числа событий с двумя (или несколькими) выделенными в конечном состоянии частицами, напр. c_1, c_2, в зависимости от суммарной энергии этих частиц в их системе центра инерции; и этой системе суммариая энергия $\mathscr{E}_{12} = \mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2$ определяет т. н. эфф. массу M_{12} пары чвстиц $c_1 + c_2$. Распределение по M_{12} наз. массовым распределением. Максимум в массовом распределении около сп. значения $M_{12} = M^*$ интерпретируется как Р. с массой M^*, к-рый может распадаться на частицы c_1 и c_2. Данный метод можно успешно применять и в тех случаях, когда Р. распадается на сравнительно большое число частиц.

Вариантом этого метода может считаться метод «недостающей массы». Он используется в тех случаях, когда, напр., $n = 3$ и регистрировать частицу c_3 легче, чем частицы c_1 и c_2. Энергию пары частиц c_1, c_2 вычисляют по разности $\mathscr{E}_{12} = \mathscr{E}_{ab} - \mathscr{E}_3$ (как «недостающую» энергию). Р. проявляется как максимум в распределении по «недостающей» массе. Изучение массовых распределений — осн. способ обнаружения мезонных Р.

Р., лежащие в верх. части массового спектра, обладают бо́льшими спинами и бо́льшими ширйнами. Наибольший надёжно установленный спин $J = 11/2$ [Р. $\Delta_{3,11}(2420)$]. Эти Р. могут распадаться мн. способами. Кол-во возможных каналов распада быстро увеличивается с ростом массы Р. В области 1,5—2 ГэВ барионные Р., напр., имеют ок. 5 разл. каналов распада. Важная особенность механизма многочастичных каналов распада тяжёлых Р.— его каскадность (многоступенчатость). Напр., в распаде нестранного барионного Р. $\Delta_{3,7}(1950)$ доминирует канал $\Delta_{3,7} \to \pi + \pi + N$, однако он идёт в 2 этапа: сначала $\Delta_{3,7}$ распадается на пион и $\Delta_{3,3}$, а затем $\Delta_{3,3}$ — на π и N.

Несмотря на нек-рый рост полной ширины (т. е. полной вероятности распада), с возрастанием энергии вероятности распадов в каждый данный канал уменьшаются. Это затрудняет обнаружение и изучение свойств Р. с массами $M > 2$ ГэВ.

Р. с одинаковыми спинами и внутр. чётностью во мн. случаях удаётся объединить в семействах — т. н. унитарные мультиплеты, отражающие наличие приближённой симметрии сильного взаимодействия относительно преобразований из групп $SU(3)$.

Массовые спектры Р. проявляют нек-рые специфич. закономерности. Так, зависимость спинов Р. (мезонных и барионных) от квадратов их масс хорошо описывается линейными ф-цпями (т. н. траекториями Редже) $J = a + b\,M^2$, где a — число, $b \approx 1$ ГэВ$^{-2}$ — наклон этих траекторий (см. *Редже полюсов метод*). Линейность этих зависимостей и универсальность значений b для мезонных и барионных траекторий пока не получили удовлетворит. теоретич. объяснения.

При описании Р. как с помощью траекторий Редже, так и с помощью унитарных мультиплетов на одну траекторию Редже или в один мультиплет могут попасть как Р., так и стабильные адроны. Это свидетельствует о близкой динамич. природе происхождения этих частиц. Т. о., деление адронов на стабильные частицы и Р. до известной степени случайно и обусловлено соотношением между массами Р. и массами возможных продуктов распада, подобно тому как нестабильность нейтрона относительно β-распада связана с тем, что $m_n > m_p + m_e + m_\nu$ (где m_a — массы соответствующих частиц).

Лит.: Х и л л Р. Д., Резонансные частицы, в кн.: Элементарные частицы, пер. с англ., М., 1965; М а н д е л ь с т а м С., Растущие траектории Редже и динамика резонансов, пер. с англ., «УФН», 1970, т. 101, в. 3, с. 463; Д у б о в и к о в М. С., С и м о н о в Ю. А., Распад резонансных состояний и определение их квантовых чисел, там же, в. 4, с. 655; Ш и р к о в Д. В., Свойства траекторий полюсов Редже, там же, 1970, т. 102, в. 1, с. 87; Н о в о ж и л о в Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972.

Д. В. Ширков.

РЕЗОНА́ТОР (от лат. resono — звучу в ответ, откликаюсь) — устройство или природный объект, в к-ром происходит накопление энергии колебаний, поставляемой извне. Как правило, Р. относятся к линейным колебат. системам и характеризуются т. н. резонансными частотами. При приближении частоты внеш. воздействия к резонансной частоте в Р. наблюдается достаточно резкое увеличение амплитуды вынужденных колебаний. Это — явление *резонанса*. После отключения внеш. источника колебания внутри Р. какое-то время сохраняются. Они совершаются на частотах, близких к резонансным, и представляют собой уже собственные или свободные колебания Р. Если пренебречь диссипацией (в т. ч. и потерями на излучение), то Р. ведёт себя как идеальная консервативная колебат. система, обладающая дискретным спектром собств. колебаний. При наличии потерь чисто гармонич. собств. колебания невозможны, соответствующие им резонансные кривые Р.

уширяются. Это уширение характеризуют *добротностью* $Q = \omega/\Delta\omega$(ω — резонансная частота, $\Delta\omega$ — ширина резонансной кривой). Добротность определяет отношение запасённой в Р. колебат. энергии W к энергии потерь за один период колебаний, $Q = \omega W/P$ (P — мощность потерь); однако следует иметь в виду, что само понятие запасённой энергии в *диссипативных системах* является до нек-рой степени условным, зависящим от принятой модели (идеализации) Р.

Р. различаются прежде всего физ. характером происходящих в них процессов. Так, существуют механич., акустич., эл.-магн. и др. Р. Напр., одномерным механич. Р. является струна с закреплёнными концами, двумерным — упругая мембрана. В случае акустич. колебаний роль Р. часто выполняют разл. трубы, колбы, сосуды, наполненные газом (воздухом) (см. *Резонатор акустический*). Акустическими Р. могут служить комнаты, залы или их отд. части, что приводит к эффекту *реверберации* (продолжительного эхового звучания на избранных частотах) и нарушает акустич. совершенство помещений. Уникален по своим свойствам (диапазонность, перестраиваемость и т. п.) Р. голосового аппарата человека и животных.

Простейший Р. для эл.-магн. колебаний — *колебательный контур*, состоящий из индуктивности L, ёмкости C, сопротивления R; его собств. частота $\omega = (LC)^{-1/2}$, а добротность $Q = R^{-1}(L/C)^{1/2}$. Размеры колебат. контура l должны быть малы по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ ($l \ll \lambda$). Иначе существенны будут потери на излучение эл.-магн. волн, что ведёт к уменьшению Q. Для снижения таких потерь применяют экранированные Р. в виде замкнутых объёмов с хорошо проводящими стенками. Это — т. н. *объёмные резонаторы*, или эндовибраторы (в отличие от экзовибраторов, поля к-рых сосредоточены вне формирующих поверхностей). Объёмные Р.— колебат. системы с распределёнными параметрами. Их форма может быть произвольной, но для простой экранировк. полости (сферической, цилиндрической и т. п.) ниж. частота собств. колебаний (мод) всегда обратно пропорциональна времени пробегания эл.-магн. волны между стенками $\omega_{мин} \sim c/l$. Объёмные Р. служат в технике СВЧ. В миллиметровом, субмиллиметровом и оптическом диапазонах чаще всего используют *открытые резонаторы*, размер к-рых $l \gg \lambda = 2\pi c/\omega$. Их резонансные моды формируются в результате многократного отражения квазиоптич. пучков эл.-магн. волн от двух или неск. зеркальных поверхностей (см. *Оптический резонатор*, *Квазиоптика*, *Интерферометр Фабри — Перо*). Спектр собств. колебаний открытых Р. значительно разрежен по сравнению со спектром полностью экранировк. систем, т. к. объединённые в пучки группы мод, попадающие мимо зеркал, высвечиваются и, следовательно, относятся к низкодобротным. Открытые Р. играют важную роль в работе *мазеров* и *лазеров*. В рентг. диапазоне обычные зеркала перестают быть хорошими отражателями, поэтому их заменяют периодич. многослойными структурами, обеспечивающими отражение вследствие брэгговского рассеяния (см. *Брэгга — Вульфа условие*).

Лит.: Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973; Никольский В. В., Николькая Т. И., Электродинамика и распространение радиоволн, 3 изд., М., 1989; Ананьев Ю. А., Оптические резонаторы и лазерные пучки, М., 1990. *М. А. Миллер, А. И. Смирнов.*

РЕЗОНАТОР АКУСТИЧЕСКИЙ (резонатор Гельмгольца) — сосуд, сообщающийся с внеш. средой через небольшое отверстие или трубу (горло). Характерная особенность Р. а. в том, что длина волны его собств. НЧ-колебаний значительно больше размеров Р. а. Для Р. а. с горлом собств. частота $f_0 = (c/2\pi)\sqrt{S/lV}$, где c — скорость звука в воздухе, S — площадь поперечного сечения, l — длина трубки, V — объём сосуда. Если Р. а. поместить в гармонич. звуковое поле с частотой f_0, в нём возникают колебания с амплитудой, во много раз превышающей амплитуду поля (*резонанс*). В негармонич. звуковом поле Р. а. реагирует только на колебания с частотой f_0. Поэтому набор Р. а. с разл. собств. частотами может применяться для анализа звука. При наличии трения в горле Р. а. в нём возникает сильное поглощение звука на частоте f_0, что используется для создания т. н. резонансных звукопоглотителей в архитектурной акустике. Р. а., помещённые на стенках звукопроводов, служат как элементы резонансных отражателей для уменьшения передачи НЧ-шума по звукопроводам. Пузыри в жидкости и воздушной полости в нек-рых др. средах (напр., резине) также являются Р. а., поэтому наличие большого числа пузырей в воде вызывает сильное поглощение звука, что препятствует распространению звуковых волн.

Теория Р. а. разработана Г. Гельмгольцем (G. Helmholtz) (1860) и Дж. Рэлеем (J. Rayleigh) (1877—78).

РЕЗОНАТОР АНИЗОТРОПНЫЙ — *оптический резонатор*, содержащий анизотропные оптич. элементы. Исследование поляризац. свойств Р. а. проводится обычно *Джонса матричным методом*. В соответствии с этим методом для нахождения вектора Джонса

$$\boldsymbol{E} = \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix},$$

характеризующего состояние поляризации *моды* резонатора в фиксированном поперечном сечении резонатора, необходимо найти матрицу Джонса M обхода резонатора с началом в данном сечении и потребовать, чтобы вектор Джонса после обхода резонатора $M \cdot E$ с точностью до постоянного множителя $\varkappa$ совпадал с исходным вектором:

$$\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{E} = \varkappa \boldsymbol{E}. \qquad (1)$$

Если матрица Джонса, описывающая поляризац. свойства всей совокупности оптич. элементов, образующих резонатор, имеет вид

$$M = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix},$$

то при

$$\varkappa = \varkappa_{1,2} = \frac{1}{2}[a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} + a_{22})^2 - 4a_{12}a_{21}}\,] =$$
$$= a_{1,2} \exp i\varphi_{1,2}$$

(собств. значениях матрицы M) ур-ние (1) имеет нетривиальные решения $\boldsymbol{E}_{1,2}$, описывающие состояния поляризации волны, не изменяющиеся при полном обходе резонатора. Модуль собств. значения $a_{1,2}$ определяет ослабление амплитуды волны с поляризацией $\boldsymbol{E}_{1,2}$ при обходе резонатора. Если $|a_1| \neq |a_2|$, то моды резонатора с разным состоянием поляризации обладают разными потерями. Разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ собств. значений определяет разность частот $\Delta\nu$ резонансных типов колебаний с собств. состояниями поляризации:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\pi L}(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где L — длина оптич. пути.

Матрица Джонса обхода резонатора в противоположном направлении M' в общем случае отличается от M, и потому в одном и том же поперечном сечении резонатора поляризац. характеристики волн, распространяющихся в противоположных направлениях, а также их собств. частоты и потери неодинаковы. Этот эффект в кольцевых резонаторах, содержащих *невзаимные элементы* оптические, напр. оптич. элементы на основе *Фарадея эффекта*, может приводить к подавлению одной из встречных волн.

Если линейный резонатор не содержит магнитооптич. анизотропных элементов, то $M' = M^{\mathrm{T}}$ (где индекс т означает операцию транспонирования). Тогда собств. значения матриц M' и M одинаковы, а собств.

состояния поляризации волн, распространяющихся в противоположных направлениях и соответствующие разл. собств. значениям, ортогональны:

$$\underset{1,2}{\boldsymbol{E}'}\cdot\underset{2,1}{\boldsymbol{E}'}=0.$$

Если $\boldsymbol{M}'=\boldsymbol{M}$, то собств. типы полей линейного резонатора представляют собой эллиптически поляризованные стоячие волны.

Р. а. применяют: в лазерных гироскопах для подавления одной из встречных волн; для прецизионного измерения анизотропии оптич. элементов, для чего исследуемый элемент помещают в резонатор и по характеру собств. состояний поляризации резонатора судят об анизотропных свойствах элемента; для управления энергетич., поляризац. и частотными параметрами выходного излучения. В частности, в Р. а. возможно осуществить селекцию продольных мод резонатора (см. *Селекция мод*). Для этого в линейный резонатор помещают поляризатор и двулучепреломляющую пластинку, гл. осп к-рой повёрнуты относительно осей поляризатора на угол φ. Модули собств. значений матрицы Джонса обхода такого резонатора равны

$$|a_1|^2=0 \quad \text{и} \quad |a_2|^2=1-\sin^2 2\psi \sin^2 2\varphi,$$

где $\psi=\pi\nu d(n_e-n_0)/c$ — разность набега фаз необыкновенного и обыкновенного лучей в двулучепреломляющей пластине, d — толщина пластины, n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн. Потери моды резонатора, соответствующей второму собств. значению, определяются выражением $\sin^2 2\psi\sin^2 2\varphi$. Т. к. величина ψ зависит от частоты ν, то потери периодически меняются с частотой. Расстояние по частоте между двумя минимумами потерь

$$\Delta\nu=c/2d|n_e-n_0|.$$

Благодаря такой дискриминации мод по потерям осуществляется селекция продольных мод в резонаторах подобного типа.

Лит.: Быков В. П., Специальные оптические резонаторы, в кн.: Справочник по лазерам, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Джеррард А., Берч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Войтович А. П., Магнитооптика газовых лазеров, Минск, 1984; Войтович А. П., Северико в В. Н., Лазеры с анизотропными резонаторами, Минск, 1988.

О. С. Силичев.

РЕЗОНАТОР ДИСПЕРСИОННЫЙ — *оптический резонатор*, содержащий элементы с резкой (в масштабах контура усиления *активной среды*) зависимостью затухания мощности от длины волны излучения. Р. д. является неотъемлемой частью широкодиапазонных перестраиваемых лазеров с широкой полосой усиления активной среды. В *лазерах*, содержащих Р. д., спектр выходного излучения формируется вблиаи минимума контура затухания, поэтому осн. характеристикой Р. д. является эфф. полоса пропускания, определяемая кривизной минимума спектрального контура затухания:

$$\delta\lambda_{\text{р}}=\left(\frac{1}{8}\partial^2\beta/\partial\lambda^2\right)^{-1/2}_{\lambda_0},$$

где β — декремент затухания мощности за обход резонатора; λ_0 — длина волны, соответствующая наим. затуханию.

В Р. д. используются элементы с угл. дисперсией (*дифракционные решётки*, спектральные призмы) или амплитудной селекцией спектра (*интерферометры Фабри — Перо*, резонансные отражатели и др.). В резонаторах, содержащих элементы с угл. дисперсией, эфф. полоса пропускания зависит от геометрии резонатора и расходимости генерируемого излучения и с хорошей точностью оценивается ф-лой

$$\delta\lambda_{\text{р}}\approx\Delta\theta(\partial\varphi/\partial\lambda)^{-1}_{\lambda_0},$$

где $\Delta\theta$ — расходимость излучения, а $(\partial\varphi/\partial\lambda)_{\lambda_0}$ — угл. дисперсия в произвольном сечении резонатора. В таких

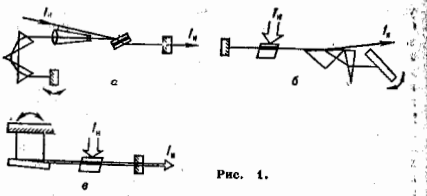


Рис. 1.

резонаторах широко используются телескопы, в т. ч. призменные, увеличивающие угл. дисперсию пропорц. кратности телескопа (рис. 1*а — в*, $l_н$, $l_ц$ — соответственно интенсивности накачки и излучения).

Из элементов с амплитудной селекцией в Р. д. применяются интерферометры (эталоны) Фабри — Перо, эфф. полоса пропускания к-рых совпадает с шириной контура пропускания по уровню 0,5 (для идеального интерферометра). Используются также системы связанных резонаторов (см. *Селекция мод*), интерференционно-поляризац. фильтры (см. *Резонатор анизотропный*), акустооптич. фильтры и дефлекторы (см. *Акустооптика*) и др. элементы. Распространены резонаторы с многоступенчатой селекцией спектра (рис. 2),

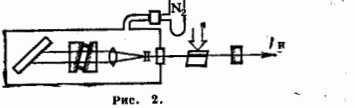


Рис. 2.

Ширина спектра излучения лазера с Р. д. зависит от режима работы лазера (импульсный или непрерывный), превышения над порогом генерации, конкуренции продольных мод и др. факторов. Так, в импульсном лазере с Р. д. ширина спектра генерации определяется эфф. полосой $\delta\lambda_{\text{р}}$ и длительностью импульса генерации $\tau_{\text{и}}$ в соответствии с ф-лой

$$\delta\lambda_{\text{г}}=\delta\lambda_{\text{р}}(\tau_{\text{и}}/\tau_{\text{р}})^{-1/2},$$

где $\tau_{\text{р}}$ — время обхода резонатора излучением.

Перестройка длины волны в лазерах с Р. д. осуществляется преим. поворотом дисперсионного элемента либо зеркала резонатора. Тонкая настройка длины волны в узком диапазоне достигается изменением давления газа внутри резонатора. Дисперсионные элементы вносят относительно большие потери на длине волны генерации (от неск. процентов до неск. десятков процентов), поэтому Р. д. применяются преим. в лазерах с большим коэф. усиления активной среды, напр. в *лазерах на красителях* и *лазерах на центрах окраски*.

Лит.: Анохов С. П., Марусий Т. Я., Сосни М. С., Перестраиваемые лазеры, М., 1982; Лысой Б. Г., Серегин С. Л., Чередниченко О. Б., Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение, М., 1991.

С. М. Котылов.

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО [по имени англ. учёного О. Рейнольдса (O. Reynolds)] — один из *подобия критериев* для течений вязких жидкостей и газов, характеризующий соотношение между инерц. силами и силами вязкости: $Re=\rho vl/\mu$, где ρ — плотность, μ — коэф. динамич. вязкости жидкости или газа, v — характерная скорость потока, l — характерный линейный размер. Так, при течении в длинных цилиндрич. трубах обычно $l=d$, где d — диаметр трубы, а $v=v_{\text{ср}}$ — средняя по поперечному сечению скорость течения; при обтекании тел l — длина или поперечный размер тела, а $v=v_\infty$ — скорость невозмущённого потока, набегающего на тело. Р. ч. является также одной из

характеристик течения вязкой жидкости (газа). Для каждого вида течения существует такое критич. Р. ч. $Re_{кр}$, что при $Re < Re_{кр}$ возможно только *ламинарное течение*, а при $Re > Re_{кр}$ течение может стать турбулентным (см. *Турбулентность*). Напр., для течения вязкой несжимаемой жидкости в круглой цилиндрич. трубе $Re_{кр} = 2300$.

Лит. см. при ст. *Подобия теория*.

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО́ акустическое — безразмерный параметр, использующийся в акустике для количественной характеристики соотношения нелинейных и диссипативных членов в ур-нии, описывающем распространение волны конечной амплитуды (см. *Нелинейная акустика*). В этом случае Р. ч.

$$Re_a = 2\varepsilon\rho v/bk = (\varepsilon/\pi)\rho v\lambda/b,$$

где v — амплитуда колебат. скорости частиц в волне, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $b = (4/3)\eta + \xi + \varkappa(c_V^{-1} + c_p^{-1})$ — эфф. коэф. вязкости, представляющий собой сумму коэф. сдвиговой η и объёмной ξ вязкостей и члена $\varkappa(c_V^{-1} + c_p^{-1})$, описывающего затухание звука вследствие влияния теплопроводности (здесь $\varkappa$ — коэф. теплопроводности, c_p и c_V — уд. теплоёмкости среды при пост. давлении и объёме), ρ — плотность среды, $\varepsilon = (\rho/2c_0^2)\partial c^2/\partial\rho + 1$ — нелинейный параметр, позволяющий учитывать влияние нелинейности ур-ния состояния среды, к-рая может оказаться доминирующей в сжимаемых средах (c — скорость звука, c_0 — её невозмущённое значение).

При малых значениях Re_a доминирует влияние вязкости и волна затухает раньше, чем нелинейные эффекты успевают развиться. При больших значениях Re_a осн. роль играет нелинейность, приводящая к искажению формы волны по мере её распространения и к образованию слабых ударных волн. Ширина δ фронта ударной волны также определяется акустич. Р. ч. согласно ф-ле $\delta/\lambda = 1/Re_a$. Коэф. поглощения α_1 волны конечной амплитуды превышает малоамплитудный коэф. поглощения α в Re_a раз. *К. А. Наугольных.*

РЕЙНОЛЬДСА ЧИСЛО́ магнитное, R_m,— безразмерный параметр в магн. гидродинамике, характеризующий взаимодействие проводящих движущихся жидкостей и газов (плазмы) с магн. полем:

$$R_m = Lv4\pi\sigma/c^2.$$

(Здесь L — характерная длина, v — характерная скорость для рассматриваемого процесса; σ — электропроводность.) Магн. Р. ч. является критич. параметром, по его величине все процессы в магн. гидродинамике делятся на два класса: с $R_m \ll 1$, т. е. с малой проводимостью (напр., *низкотемпературная плазма*) и с $R_m \gg 1$, т. е. с большой проводимостью или большими размерами (астрофиз. объекты, высокотемпературная плазма). Подробнее см. в ст. *Магнитная гидродинамика*.

РЕКОМБИНАЦИО́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (рекомбинационная люминесценция) — *люминесценция* полупроводника (и диэлектриков), обусловленная *рекомбинацией* неравновесных электронов и дырок. В отличие от др. видов люминесценции, под Р. и. понимают процесс, к-рому предшествует образование свободных носителей заряда. По способу такого возбуждения различаются неск. видов Р. и.: катодолюминесценция (возбуждение электронным пучком), используемая в люминесцентных экранах и как метод хим. и структурного анализа, а также в *полупроводниковых лазерах*; электролюминесценция (инжекционная люминесценция; возбуждение происходит за счёт инжекции неосновных носителей через p — n-*переход*), применяемая в *светодиодах* и *инжекционных лазерах*; фотолюминесценция (возбуждение светом с энергией фотона $\hbar\omega$, превосходящей ширину запрещённой зоны *полупроводника* $\mathscr{E}_g$). К Р. и. относят также т. н. пробойное свечение, возникающее при ударной ионизации обратно-смещённого p — n-перехода [1].

Внутренним квантовым выходом Р. и. η наз. отношение числа квантов Р. и. к числу квантов возбуждающего света или к числу носителей, инжектированных через p — n-переход. Наибольшим квантовым выходом обладают прямозонные полупроводники (рис. 1). Для идеального кристалла выполняется закон сохранения квазиимпульса, когда при поглощении или излучении фотона переход электрона из валентной зоны в зону проводимости (или наоборот) происходит «вертикально». Это означает, что квазиимпульсы электрона в зоне проводимости и в валентной зоне равны (импульс фотона пренебрежимо мал). Между возбуждением и Р. и. протекает т. н. процесс остывания горячего (возбуждённого) носителя. При низкой концентрации осн. носителей остывание происходит за счёт излучения фотонов, а при высокой — за счёт межэлектронных взаимодействий (см., напр., *Межэлектронное рассеяние*). Рекомбинация, происходящая после остывания, сопровождается излучением фотонов с энергией, близкой к ширине запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ (краевое излучение). Наиб. квантовым выходом краевого Р. и. ($\eta \to 1$) обладают светодиоды на основе *гетероструктур* в системе Ga — Al — As [2]. В этом случае неосновной носитель, возникший в результате возбуждения, рекомбинирует не со своим партнёром по рождению, а с одним из множества осн. носителей легиров. полупроводника. Если электроны рекомбинируют, не успев остыть, то энергия фотонов $\hbar\omega > \mathscr{E}_g$, однако квантовый выход горячей люминесценции на много порядков меньше, чем у краевой.

Рис. 1. Зонная диаграмма прямозонного полупроводника.

Пробойное свечение обычно представляет собой горячую люминесценцию дырок, возникающих при ударной ионизации. Дырки разгоняются электрич. полем по спиновоотщеплённой зоне v_2 и излучают свет, переходя

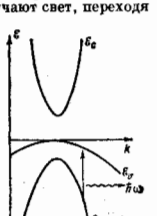


Рис. 2. Зонная диаграмма прямозонного полупроводника с расщеплённой валентной зоной.

в валентную зону с тяжёлой эфф. массой m носителя (рис. 2). Спектр пробойного свечения широкий, а квантовый выход мал (порядка долей %).

Кроме межзонных переходов Р. и. может быть вызвано оптич. переходами типа примесный уровень — зона. Они существенны в случае непрямозонных полупроводников, когда переходы между экстремумами зоны проводимости и валентной зоны невозможны без участия фононов (рис. 3). С переходами примесь — зона связано, напр., свечение светодиодов на основе GaP. Спектральная полоса излучения типа примесь — зона, как и краевого, узкая ($\gtrsim kT$). Краевое излучение при

высоком уровне возбуждения испытывает сужение спектральной полосы. Этот уровень соответствует условию инверсии населённости квантовых состояний, к-рые участвуют в переходе. При этом краевое спонтанное излучение переходит в вынужденное (стимулированное [3]). Инверсия населённости в полупроводниках происходит, когда расстояние между *квазиуровнями Ферми* неравновесных электронов и дырок окажется больше $\mathscr{E}_g$. Это же пороговое условие должно быть выполнено в активном слое полупроводникового лазера, когда в нём возникает генерация. Инжекционный лазер (на p — n-переходе) отличается от светодиода тем, что грани кристалла образуют резонатор Фабри — Перо (см. *Оптический резонатор*). Когда порог генерации лазера превышен, то спектральная полоса Р. и. подвергается сужению.

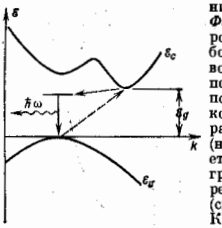


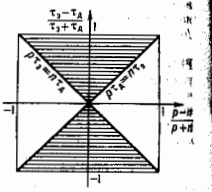
Рис. 3. Зонная диаграмма непрямозонного полупроводника.

Краевое спонтанное Р. и. GaAs и др. прямозонных полупроводников может обладать поляризацией. Причина поляризации — спин-орбитальное расщепление валентной зоны. В единичном акте рекомбинации электрона с лёгкой дыркой электрич. вектор излучения $\boldsymbol{E}$ колеблется преим. вдоль направления квазиимпульса $\boldsymbol{k}$ рекомбинирующих частиц. Степень поляризации такого излучения (согласно теории) ~ 60% [3]. В акте рекомбинации электрона с тяжёлой дыркой $\boldsymbol{E}$ колеблется в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{k}$; степень поляризации при этом ~ 100%. Когда квазиимпульсы носителей распределены изотропно, то поляризация излучения исчезает. Т. к. неравновесные носители, возникающие при пробеге p — n-перехода, распределены по импульсам анизотропно, то Р. и. оказывается поляризованным [4, 5]. Анизотропия импульсного распределения рекомбинирующих носителей возникает и при туннельном просачивании через прямо смещённый p — n-переход. В этих условиях также наблюдается поляризация Р. и. [6].

Лит.: 1) Зи С., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., т. 2, М., 1984; 2) Алферов Ж. И. и др., 100% внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в трехслойных гетеросветодиодах на основе системы AlAs — GaAs, «ФТП», 1975, т. 9, с. 462; 3) Келдыш Л. В., Константинов О. В., Перель В. И., Эффекты поляризации при межзонном поглощении света в полупроводниках в сильном электрическом поле, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1042; 4) Царенков Б. В., Гладкий Б. И., Эффект поляризации спонтанного рекомбинационного излучения полупроводника в электрическом поле, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1036; 5) Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Б. В., О причинах поляризации спонтанного рекомбинационного излучения полупроводников типа арсенида галлия в электрическом поле, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1039; 6) Алферов Ж. И. и др., Диагональное туннелирование и поляризация излучения в гетеропереходах $Al_xGa_{1-x}As$ — GaAs и p — n-переходах в GaAs, «ФТП», 1969, т. 3, с. 1054.
О. В. Константинов.

РЕКОМБИНАЦИО́ННЫЕ ВО́ЛНЫ — волны концентрации носителей заряда в холодной биполярной плазме полупроводников во внеш. электрич. поле (см. *Плазма твёрдых тел*). Возникают спонтанно, когда электрич. поле превосходит нек-рое пороговое значение. Р. в. проявляются как колебания тока в образце, к к-рому приложено пост. напряжение. Условием существования Р. в. в *полупроводнике* является наличие как электронов, так и дырок, концентрации к-рых не должны сильно отличаться. Др. условие состоит в том, чтобы времена жизни τ носителей были различными. Оба условия выполняются только при наличии глубоких примесных центров *рекомбинации*, уровни энергии к-рых располагают в ср. части запрещённой зоны полупроводника. Эти условия иллюстрируются диаграммой (рис.).

Р. в. проявляются в потере устойчивости протекания электрич. тока. Его течение устойчиво лишь в слабых полях. Критич. значение напряжённости поля определяется условием, чтобы дрейфовая длина неравновес-



Области существования рекомбинационных волн заштрихованы; p, n — равновесные концентрации дырок и электронов; τ_p, τ_n — их времена жизни.

ных носителей заряда превосходила их диффузионную длину. С этим и связан механизм самовозбуждения Р. в., заключающийся в том, что избыточные неосновные носители, возникшие благодаря случайной генерации с примесных центров захвата, не рекомбинируют там, где они родились, а уносятся полем вместе с частично нейтрализующими их осн. носителями. Р. в. распространяются в сторону дрейфа более долгоживущих носителей заряда.

Р. в. наблюдались в кристаллах Ge n-типа с примесью Mn и Sb и в кристаллах Si n-типа с примесью Zn и P при темп-рах $T \sim 300$ K в электрич. поле порядка десятков В/см. Период колебаний тока от долей секунды до неск. мкс. Частота и амплитуда Р. в. чувствительны к изменению внеш. условий (темп-ры, магн. поля, освещения, к облучению потоком частиц). Это обусловливает возможности практич. использования Р. в. Созданы прецизионные датчики темп-ры, напряжённости магн. поля, механич. деформаций, мощности эл.-магн. и корпускулярного излучений, а также миниатюрные полупроводниковые генераторы и преобразователи.

Лит.: Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Г. В., Условия существования медленных и быстрых рекомбинационных волн в полупроводниках, «ФТТ», 1967, т. 9, с. 1761; Карпова И. В. и др., Рекомбинационные волны в компенсированном германии, в кн.: Труды IX международной конференции по физике полупроводников, Москва, 23—29 июля 1968 г., т. 2, Л., 1968; Карпова И. В., Перель В. И., Дрейф импульса инжектированных носителей в биполярной плазме полупроводника с ловушками в условиях возбуждения неустойчивости типа рекомбинационных волн, «ФТП», 1976, т. 10, с. 426.
О. В. Константинов, Г. В. Царенков.

РЕКОМБИНАЦИО́ННЫЕ РАДИОЛИ́НИИ — спектральные линии радиодиапазона, образующиеся при радиац. переходах между высоковозбуждёнными состояниями (*ридберговскими состояниями*) атомов и ионов. Р. р. формируются в разреженной (концентрация электронов $\sim 10^3$ см$^{-3}$) низкотемпературной (электронная темп-ра $\leqslant 1$ эВ) плазме *туманностей* и межзвёздной среды. В указанных физ. условиях наиб. эфф. механизм заселения высоковозбуждённых атомных уровней — рекомбинации (отсюда назв.). Р. р. регистрируются методами *радиоастрономии*.

Для обозначения Р. р. указываются символ хим. элемента, главное квантовое число ниж. состояния n и греч. буква (α, β, γ и т. д.), соответствующая разности главных квантовых чисел верх. и ниж. состояний ($\Delta n = 1$, 2, 3 и т. д.). Так, напр., C747β — линия, образованная при переходе с $n = 747$ на $n = 749$ в атоме углерода.

Возможность наблюдения Р. р. в спектрах диффузных туманностей (зон HII) предсказал Н. С. Кардашёв (1959). Р. р. открыты в 1964 в спектре туманности Омега (линии H90α, $\lambda = 3{,}4$ см и H104α, $\lambda = 5{,}2$ см) независимо двумя группами сов. радиоастрономов. До 1980 Р. р. наблюдались только в излучении (эмиссионные линии), а с 1980 — и в поглощении в направлении радиоисточника Кассиопея А. Линии поглощения

образуются в холодных ($T = 20$—100 К) областях CII с концентрацией электронов 0,1—1 см$^{-3}$. Ширины Р. р. с $n > 100$ оказались в резком противоречии с теорией штарковского уширения спектральных линий в плазме, что дало толчок к пересмотру теории. Лишь в результате почти 20-летних усилий по улучшению теории и совершенствованию методов наблюдения удалось достичь согласия между теоретич. и наблюдаемыми ширинами Р. р. высших порядков.

Условия, при к-рых могут наблюдаться Р. р., довольно жёсткие: с одной стороны, концентрация частиц в среде должна быть достаточно малой, иначе эффекты *уширения спектральных линий* давлением размоют линии и сделают их ненаблюдаемыми, с др. стороны — число высоковозбуждённых атомов на луче зрения должно быть достаточно велико. Такие условия выполняются только в очень протяжённых и разреженных космич. объектах (туманностях и межзвёздной среде). Зарегистрированы Р. р. H, He, C, S и, возможно, нек-рых др. элементов в диапазоне длин волн от неск. миллиметров до 20 м с главными квантовыми числами от 30 до 747. Соответствующие им атомы достигают макроскопич. размеров (до 0,1 мм). Структура высоковозбуждённых состояний атомов водородоподобна. Частоты Р. р. вычисляются по ф-ле Ридберга. Вследствие *изотопического сдвига* Р. р. H и He наблюдаются раздельно. Линии обильного в межзвёздной среде углерода и более тяжёлых элементов сливаются в одну бленду (полосу). С ростом n и Δn интенсивность Р. р. резко падает. Наблюдались Р. р. вплоть до $\Delta n = 6$.

В разреж. плазме туманностей и межзвёздной среде населённость атомных уровней отклоняется от термодинамически равновесной. В радиодиапазоне $h\nu \ll kT$, поэтому даже слабое отклонение населённостей уровней от термодинамически равновесной может приводить к заметному мазерному эффекту в Р. р.

Р. р.— важный диагностич. инструмент совр. астрофизики. Радиоизлучение не поглощается пылевым компонентом межзвёздной среды, поэтому в радиодиапазоне Галактика в осн. прозрачна. Это позволяет наблюдать в Р. р. очень удалённые объекты, к-рые из-за *межзвёздного поглощения* не наблюдаются в оптич. диапазоне. Р. р. позволяют также исследовать динамику ионизов. водорода в Галактике, темп-ру, содержание гелия и др. характеристики зон HII. Р. р. также обнаружены в спектрах др. галактик.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Radio recombination lines, ed. by P. A. Shaver, Dordrecht, 1980; см. также лит. при ст. *Рydберговские состояния*.

С. А. Гуляев.

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ЦЕНТРЫ — дефекты или примесные атомы (ионы) в кристаллич. решётке, на к-рых происходит рекомбинация электронно-дырочной пары (см. *Рекомбинация* носителей заряда). Процесс осуществляется путём последоват. захвата электрона и дырки центром. Энергетич. уровни Р. ц. лежат в запрещённой зоне, и центр обменивается носителями заряда с зоной проводимости (c) и валентной дырочной зоной (v) посредством процессов термич. испускания электронов из заполненного Р. ц. в зону c (с вероятностью в единицу времени $g_э$) и дырки из пустого Р. ц. в зону v (с вероятностью $g_д$), а также обратных процессов захвата свободного электрона на пустой Р. ц. (вероятность $K_э$) и свободной дырки на заполненный Р. ц. ($K_д$). Величины $g_э$, $g_д$, $K_э$, $K_д$ определяются сечениями захвата электрона и дырки $\sigma_э$, $\sigma_д$, их тепловыми скоростями $\bar{v}_э$, $\bar{v}_д$, энергетич. расположением $\mathscr{E}$ уровня Р. ц. и краёв зон ($\mathscr{E}_c$, $\mathscr{E}_v$), кратностью вырождения уровня Р. ц. γ, статистич. факторами c- и v-зон (N_c, N_v). Они являются ф-циями темп-ры T и концентраций свободных электронов n и дырок p (при отсутствии вырождения):

$$K_э = \sigma_э \bar{v}_э n;\quad K_д = \sigma_д |\bar{v}_д| p;$$

$$g_э = \sigma_э \bar{v}_э \gamma N_c \exp\{-(\mathscr{E}_c - \mathscr{E})/kT\};$$

$$g_д = \sigma_д \bar{v}_д \gamma^{-1} N_v \exp\{(\mathscr{E}_c - \mathscr{E}_v)/kT\}.$$

Для Р. ц. справедливы соотношения

$$K_д \gg g_э,\quad K_э \gg g_д,$$

т. е. заполненный электроном Р. ц. со значительно большей вероятностью захватывает дырку, чем испускает электрон в зону c, тогда как пустой — с большей вероятностью захватывает электрон, чем испускает дырку в зону v.

При др. соотношениях между величинами $K_д$, $K_э$ и $g_э$, $g_д$ дефекты и примесные атомы будут играть роль центров прилипания (ловушек) электронов ($g_э \gg K_д$, $K_э \gg g_д$), центров прилипания дырок ($g_д \gg K_э$, $K_д \gg g_э$) или центров генерации носителей (если $g_э \gg K_д$, $g_д \gg K_э$). Если захват хотя бы одного из носителей заряда центром происходит с излучением фотона, уносящего осн. часть выделяющейся энергии, то он наз. центром излучательной рекомбинации (ЦИР) или центром свечения (люминесценции). Др. часть энергии может выделяться в виде фононов. В разных ЦИР излучат. процесс реализуется разл. путями: а) при захвате свободного носителя из c- или v-зоны непосредственно в осн. состояние центра; соответствующие сечения излучат. захвата $\sigma_э^{изл}$, $\sigma_д^{изл}$ лежат обычно в пределах 10^{-18}—10^{-20} см^2; б) при переходе носителя, захваченного на мелкий возбуждённый уровень ЦИР, в осн. состояние; в) при т. н. внутрицентровом переходе захваченного носители между находящимися в запрещённой зоне уровнями внутр. электронной оболочки глубокого Р. ц. (напр., 3d-оболочки атома переходного металла или 4f-оболочки редкоземельного атома); г) при т. н. туннельном межцентровом переходе носителей между уровнями близко расположенных донора и акцептора, составляющих единый Р. ц.

Захват каждого из носителей центром безызлучательной рекомбинации (ЦБР) происходит с передачей всей выделившейся энергии решётке либо непосредственно в виде фононов (многофононная безызлучат. рекомбинация), либо сначала другому свободному или связанному носителю, к-рый затем отдаёт эту энергию решётке (оже-рекомбинация). Связанный носитель может находиться либо на том же (многозарядном) центре, либо на соседнем. Так, излучат. захват свободного электрона глубоким акцептором A может быть подавлен безызлучат. захватом, если в решётке вблизи A (на расстоянии, достигающем десятков Å) находится заполненный (глубокий) донор D. Выделяющаяся энергия уносится электроном донора, эмитируемым в c-зону. Такая донорно-акцепторная пара может рассматриваться как оже-центр безызлучат. рекомбинации.

Уровни центров многофононной безызлучат. рекомбинации обычно расположены вблизи середины запрещённой зоны, их положение зависит от зарядового состояния центра, причём электрон-фононное взаимодействие в центре сильное. Такими центрами могут быть как точечные, так и протяжённые *дефекты*, напр. крупные кластеры, включения др. фазы, *дислокации*.

При наличии у Р. ц. неск. метастабильных «конфигураций» (ориентаций, расстояний между компонентами центра и т. д.), соответствующих разл. минимумам полной энергии, рекомбинация носителей может сопровождаться на Р. ц. его переходом между метастабильными состояниями.

Лит.: Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Коварский В. А., Кинетика безызлучательных процессов, Кишн., 1988; Landsberg P. T., Adams M. J., Radiative and auger processes in semiconductors, «J. of Luminescence», 1973, v. 7, p. 3; Вонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Милнс А., Примеси с глубокими уровнями в полупроводни-

На этом этапе Р. м. устанавливает внутр. квазиравновесие в системе магнонов, однако M и M_0 сохраняют нач. значения. Характерное время этого этапа Р. м. имеет порядок $(k T_C/\hbar)(T/T_C)^4$, где T_C — темп-ра Кюри (*Кюри точка*). Дальнейшая релаксация обусловлена слиянием и расщеплением магнонов за счёт дипольного взаимодействия, а также их взаимодействием с фононами. При этом сначала устанавливается равновесное значение M, а затем происходит поворот намагниченности к направлению $H_{эф}$. Последний этап описывается ур-нием (2); типичные значения λ имеют порядок 10^8 с $^{-1}$.

На практике значит. вклад в диссипацию магн. колебаний вносят неоднородности кристалла: нарушение порядка в расположении магн. ионов в узлах решётки, разориентация осей лёгкого намагничивания, поры, трещины, шероховатость поверхности и т. д. Неоднородности приводят к дополнит. рассеянию магнонов — вклад этого механизма может на неск. порядков превосходить собственную спин-спиновую релаксацию. Значит. влияние на Р.м. оказывают также электроны проводимости в ферромагн. металлах, а также нек-рые магн. ионы с сильной спин-орбитальной связью (напр., трёхвалентные лантаниды), выступающие посредниками между СС и решёткой. В малых магн. полях в Р. м. вносят вклад процессы вязкого движения доменных стенок (см. *Доменной стенки динамика*).

Р. м. в *ферримагнетиках* и *антиферромагнетиках* обусловлена в общем теми же механизмами, что и в ферромагнетиках, однако её проявления осложнены наличием неск. магн. подрешёток. Особый случай представляют *спиновые стёкла*, характеризующиеся широким спектром времён Р. м. и длительной релаксацией метастабильных магн. состояний.

Диамагнетики. Для них Р. м. обычно не выделяется в самостоят. объект исследования, поскольку подчиняется обычным законам взаимодействия электронов (связанных или свободных) с маги. полем. Ширина линии *циклотронного резонанса* в металлах и полупроводниках определяется длиной свободного пробега носителей заряда. Исключение составляют аномально сильные диамагнетики — сверхпроводники, где процессы Р. м. наиб. существенны в смешанном состоянии *сверхпроводников второго рода*.

Методы исследования магнитной релаксации. Наиб. широко используются резонансные методы: *электронный парамагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, ферро-, ферри-, антиферромагнитный резонансы. Поперечная релаксация обычно проявляется в возрастании ширины ΔH резонансных линий до величины порядка $1/\gamma\tau_2$, а также в затухании сигналов спиновой прецессии и спинового эха. Спин-решёточная релаксация определяет величину стационарного поглощения энергии резонансного ВЧ-поля; кроме того, время τ_1 измеряется по восстановлению равновесной намагниченности после возбуждения мощным радиоимпульсом. Р. м. проявляется также в частотной зависимости динамич. *магнитной восприимчивости* — в частности, в релаксац. поглощении энергии на частотах порядка $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$. Применяются сочетания резонансных и нерезонансных методов, двойные резонансы, магнитооптич. эффекты и пр. Обширную информацию о Р. м. в магнитоупорядоченных веществах даёт избират. возбуждение *спиновых волн* с помощью ВЧ-накачки, изучение спиновых нестабильностей, параметрических ВЧ-эффектов и пр.

Изучение Р. м. предоставляет ценную информацию о природе магнетизма в разл. веществах, позволяет исследовать спин-спиновые, спин-фононные и электронно-ядерные взаимодействия, атомно-молекулярную подвижность в конденсиров. средах. Р. м. играет существ. роль в работе устройств магн. памяти и магн. записи (см. *Памяти устройства*), во мн. случаях определяя их быстродействие и частотный диапазон; в методах получения сверхнизких темп-р с помощью адиабатич. размагничивания (см. *Магнитное охлаждение*); в квантовых парамагн. усилителях (мазерах); в эффектах динамич. поляризации ядер (см. *Ориентированные ядра*, *Оверхаузера эффект*) и т. д.

Лит.: Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Сликтер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых неметаллических парамагнетиках, М., 1975; Абрагам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

В. А. Ацаркин.

РЕЛИ́КТОВОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — заполняющее Вселенную практически изотропное эл.-маги. излучение с чернотельным спектром и темп-рой ок. 2,7 К (*фоновое космическое излучение*), интерпретируемое как реликт нач. стадий её эволюции. Подробнее см. *Микроволновое фоновое излучение*.

РЕЛЯТИ́ВИСТСКАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ (лоренц-инвариантность) — независимость физ. законов и явлений от скорости движения наблюдателя (или, точнее, от выбора *инерциальной системы отсчёта*). Р. и. законов фундам. физ. взаимодействий означает невозможность ввести выделенную систему отсчёта и измерить «абс. скорость» тел. Принцип Р. и. возник в нач. 20 в. в результате обобщения разл. опытных данных, начиная с отрицат. результата экспериментов Майкельсона — Морли (1881—87) (см. *Майкельсона опыт*). Ныне наилучшие и наиб. многочисл. подтверждения Р. и. фундам. физ. взаимодействий дают опыты с элементарными частицами высоких энергий. Из принципа Р. и. вытекает существование нек-рой универсальной макс. скорости распространения всех физ. взаимодействий; эта скорость совпадает со скоростью света в вакууме. Математически Р. и. выражается в том, что ур-ния релятивистской механики Эйнштейна — Лоренца — Пуанкаре и электродинамики Максвелла (совокупность этих ур-ний образует спец. теорию относительности), а также теории сильного и слабого взаимодействий не изменяют своего вида, если входящие в них пространственно-временны́е координаты и физ. поля подвергаются *Лоренца преобразованиям*. Для построения релятивистски инвариантной теории гравитац. взаимодействия понятие Р. и. должно быть обобщено (см. ниже).

Фундам. свойством Р. и. является то, что она имеет место для пространства и времени вместе (а не по отдельности), т. к. преобразования Лоренца перемешивают пространственную и временну́ю координаты. Это привело к введению понятия пространства-времени — четырёхмерного псевдоевклидова многообразия, точками к-рого являются разл. события [А. Пуанкаре (H. Poincaré), Г. Минковский (G. Minkowski)]. Преобразование Лоренца можно интерпретировать как четырёхмерный гиперболич. поворот в этом многообразии.

В предельном случае относит. скоростей v, много меньших скорости света (когда пренебрегают всеми эффектами порядка v^2/c^2 и выше), Р. и. переходит в галилееву (нерелятивистскую) инвариантность — инвариантность относительно преобразования Галилея (см. *Галилея принцип относительности*).

Р. и. специальной (частной) теории относительности, к-рая является г л о б а л ь н о й (в том смысле, что относит. скорость двух систем отсчёта и коэффициенты преобразований Лоренца постоянны во всём пространстве-времени), была обобщена в *общей теории относительности* Эйнштейна, где имеет место только л о к а л ь н а я Р. и.— преобразования Лоренца относятся к дифференциалам координат, а их параметры зависят от точки. Понятие Р. и. было также обобщено (с сохранением осн. свойств) на многомерные теории физ. взаимодействий, в т. ч. гравитац. взаимодействия (см. *Калуцы — Клейна теория*, *Суперструны*).

А. А. Старобинский.

РЕЛЯТИ́ВИСТСКАЯ КВА́НТОВАЯ МЕХА́НИКА — раздел теоретич. физики, в к-ром рассматриваются ре-

возбуждённом состоянии, а затем переходит в невозбуждённое, спонтанно излучая. Это излучение служит источником информации о механизме диссоциативной Р., а также о состоянии молекулярных ионов в плазме. Процесс диссоциативной Р. играет заметную роль в ионосфере Земли, в газоразрядной плазме и в активных средах газовых лазеров.

Тройная электрон-ионная рекомбинация происходит по схеме

$$A^+ + 2e \to A + e,$$

согласно к-рой избыточная энергия уносится электроном плазмы. Именно таким процессом объясняется нейтрализация заряж. частиц в плазме атомарного газа с электронной темп-рой, много меньшей потенциала ионизации атомов, с достаточно высокой плотностью электронов ($\gtrsim 10^{13} \div 10^{14}$ см$^{-3}$), при преобладании атомарных ионов (давление газа $\lesssim 10$ тор). В этих условиях электрон-электронное соударение в поле иона приводит к захвату одного из электронов в высоковозбуждённое состояние атома с энергией ионизации порядка kT_e. В результате последующих столкновений возбуждённого атома с электронами плазмы, а также процессов спонтанного излучения слабосвязанный электрон переходит в основное состояние атома. Поскольку в процессе тройной Р. слабосвязанный электрон бо́льшую часть времени проводит в высоковозбуждённых состояниях (см. *Ридберговские состояния*), структура к-рых мало зависит от сорта атома, коэф. тройной Р. при условиях, когда роль спонтанного излучения невелика, описывается выражением:

$$\alpha = \frac{Ce^{10}}{m^{1/2} T_e^{9/2}} N_e \approx \frac{10^{-10} N_e}{T_e^{9/2}} \quad [\text{см}^3/\text{с}].$$

Зависимость α от конкретного сорта атома заключена в слабо изменяющемся безразмерном множителе $C \approx 3 \div 6$. В последней части этого выражения N_e измеряется в единицах см$^{-3}$, T_e — в эВ. Тройная электрон-ионная Р. играет существ. роль в плазме *дугового разряда*, в пучковой плазме высокого давления и *фоторезонансной плазме*.

Лит.: Смирнов Б. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Бибермаи Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Еленский А. В., Смирнов Б. М., Элементарные процессы в плазме, в кн.: Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, т. 1, М., 1983; Физика ион-ионных и электрон-ионных столкновений, под ред. Ф. Бруйэра, Дж. Мак-Гоуэна, пер. с англ., М., 1986, гл. 1, 3, 6.

А. В. Еленский.

РЕКОМБИНАЦИЯ носителей заряда в полупроводниках — исчезновение пары свободных противоположно заряженных носителей в результате перехода электрона из энергетич. состояния в зоне проводимости в незанятое энергетич. состояние в валентной зоне (см. *Полупроводники*). При Р. выделяется избыточная энергия порядка ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$. Различают излучательную и безызлучательную Р. Первая сопровождается излучением светового кванта с энергией $\hbar\omega \approx \mathscr{E}_g$ (см. *Рекомбинационное излучение*). При безызлучательной Р. избыточная энергия может непосредственно передаваться решётке путём возбуждения её колебаний (фононная безызлучательная Р.) или рекомбинирующий электрон посредством кулоновского взаимодействия может передать энергию др. электрону зоны, переводя его в высокоэнергетич. состояние (*оже-рекомбинация*).

При безызлучательной фононной Р. электрону для выделения энергии $\sim \mathscr{E}_g$ требуется возбудить в одном акте неск. десятков фононов, т. к. обычно в полупроводниках $\mathscr{E}_g \sim 1$—2 эВ, а макс. энергия фонона составляет сотые эВ. Такие *многофононные переходы* имеют ничтожно малую вероятность. Любая возможность передать избыточную энергию решётке не в одном акте, а в неск. последовательных актах на много порядков увеличивает вероятность Р. Эта возможность реализуется на примесных центрах или дефектах кристаллич. структуры, к-рые образуют уровни в запрещённой энергетич. зоне (см. *Рекомбинационные центры*).

Излучательная и оже-Р. также могут протекать с участием примесных центров. Однако обычно эти процессы осуществляются непосредственно как прямые переходы зона проводимости — валентная зона. При излучательной Р. зона — зона законы сохранения энергии и импульса приводят к тому, что энергия светового кванта $\hbar\omega \approx \mathscr{E}_g$, т. к. кинетич. энергии электрона и дырки много меньше $\mathscr{E}_g$. В то же время импульс кванта очень мал, так что электрон и дырка аннигилируют с противоположными импульсами $\pm$ k (рис. 1).

Рис. 1. Излучательная рекомбинация зона — зона в прямозонном полупроводнике.

Вследствие этого в непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) в обычных условиях излучательная Р. идёт только с участием примесей или колебаний решётки и имеет меньшую, чем в прямозонных полупроводниках (GaAs, InSb), вероятность.

Число актов излучательной Р. в 1 с в единице объёма равно

$$r = \alpha n p, \qquad (1)$$

где n, p — концентрации электронов и дырок, α наз. коэф. излучательной Р. Сечение излучательной Р. σ связано с α соотношением $\sigma = \alpha\langle v\rangle$, где $\langle v\rangle$ — ср. тепловая скорость электрона. В прямозонных полупроводниках при $T = 300$ К $\sigma \approx 10^{-16} \div 10^{-18}$ см^2, в непрямозонных — $10^{-21} \div 10^{-22}$ см^2.

При оже-Р. взаимодействуют 3 частицы, энергия рекомбинирующей пары передаётся либо электрону, либо дырке. Число актов Р. в 1 с в этих случаях равно

$$r_э = \alpha_э n^2 p; \quad r_д = \alpha_д n p^2, \qquad (2)$$

где $\alpha_э$, $\alpha_д$ — коэф. электронной и дырочной оже-Р. «Уходящий» носитель уносит энергию порядка $\mathscr{E}_g$ и соответственно имеет большой импульс $\sim \sqrt{2m\mathscr{E}_g}$ (m — его *эффективная масса*). Вследствие закона сохранения импульса суммарный нач. импульс 3 частиц должен быть достаточно большим, а следовательно, достаточно большой должна быть и их суммарная кинетич. энергия. Этот факт приводит к существованию энергетич. порога оже-Р. Обычно в полупроводниках эфф. масса электрона больше эфф. массы дырок ($m_э \gg m_д$). При этом мин. энергетич. порог оже-Р. $\mathscr{E}_{мин} = (m_э/m_д)\mathscr{E}_g$ достигается, когда большой импульс иносит тяжёлая дырка. Если тепловая энергия носителей $kT < \mathscr{E}_{мин}$, то коэф. Р. $\alpha_э \sim \exp(-\mathscr{E}_{мин}/kT)$.

Однако в ряде полупроводников благодаря особенностям зонной структуры порог отсутствует. Напр., в GaSb и InAs беспороговым является процесс, в к-ром избыточная энергия уносится дыркой, переходящей из зоны тяжёлых дырок в спиново отщеплённую зону (рис. 2). Без порога протекает также оже-Р. с участием примесей или фононов, к-рым может быть передан большой импульс. В непрямозонных полупроводниках оже-Р. возможна только такого типа. Вследствие сильной концентрационной зависимости оже-Р. становится существенной при высокой концентрации свободных носителей. Обычно $\sigma \sim 10^{18}$ см$^{-2}$.

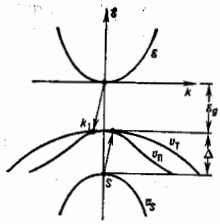


Рис. 2. Оже-рекомбинация, при которой энергия уносится дыркой, которая из спиново отщеплённой валентной зоны v_2 переносится в зону тяжёлых дырок v_1; c — зона проводимости.

Безызлучательная Р. через примесные центры описывается статистич. теорией Шокли — Рида. Изменения концентрации электронов и дырок в зонах и на примесях-ловушках определяется системой ур-ний, в к-рые входят концентрации ловушек, свободных (N) и занятых (M) электронами ($N + M$ — полная концентрация ловушек), коэф. захвата на ловушки электронов ($\gamma_э$) и дырок ($\gamma_д$). Число актов в 1 с в 1 см³ можно по аналогии с (1), (2) записать в виде

$$r_э = \gamma_э n N; \quad r_д = \gamma_д p N. \qquad (3)$$

Для количеств. описания безызлучат. процессов наряду с коэф. захвата $\gamma_э$, $\gamma_д$ и сечениями захвата на ловушки $\sigma_э$, $\sigma_д$ вводят времена жизни носителей по отношению к захвату на ловушки $\tau_э$ и $\tau_д$:

$$\tau_э^{-1} = \gamma_э N = \sigma_э \langle v_э \rangle N; \quad \tau_д^{-1} = \gamma_д M = \sigma_д \langle v_д \rangle M. \qquad (4)$$

Здесь $\langle v_э \rangle$, $\langle v_д \rangle$ — ср. тепловые скорости носителей. В простейшем случае ловушек одного типа в сильнолегиров. полупроводниках τ совпадает с временем жизни по отношению к захвату на ловушки неосновных носителей. Так, в полупроводниках p-типа

$$\tau^{-1} \approx \tau_э^{-1} = \sigma_э \langle v_э \rangle N.$$

Сечение захвата на примесные центры может изменяться в зависимости от темп-ры и типа примеси в пределах от 10^{-12} см² (притягивающие центры, $T \approx 4{,}2$ К) до 10^{-22} см² (отталкивающие центры, $T = 300$ К).

Исследование рекомбинац. процессов в полупроводниках позволяет определить коэф. и сечения Р. и их зависимости от T, электрич. полей и параметров полупроводника.

Лит.: Landsberg P. T., Adams M. J., Radiative and auger processes in semiconductors, «J. of Luminescence», 1973, v. 7, p. 3; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссиевич И. Н., Захват носителей заряда на притягивающие центры в полупроводниках, «ФТП», 1978, т. 12, с. 3. *В. Н. Абакумов, И. Н. Яссиевич.*

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ — образование на чистых поверхностях монокристаллов структур, элементарная ячейка к-рых имеет период, отличающийся от периода в объёме кристалла (в параллельных поверхности плоскостях) и обычно превышающий его в неск. раз. Развитие техники сверхвысокого вакуума (давление $p \approx 10^{-7}$ Па) позволило наблюдать атомарно чистую, свободную от примесей поверхность, полученную сколом и сохраняющуюся неизменной в течение неск. ч.

Большинство исследований выполняется методом дифракции медленных электронов (ДМЭ)[1] или фотоэмиссионными методами [2]. В методе ДМЭ электроны с энергиями 1—10 эВ имеют большие сечения рассеяния и глубина их проникновения в кристалл составляет 5—10 Å, т. е. 2—3 монослоя атомов. Схема электронограммы ДМЭ для чистой поверхности кремния (111) приведена на рис. 1. Она свидетельствует о появлении поверхностного периода, в 7 раз превышающего период кристаллич. решётки в объёме. На поверхности образуется сетка размерами (7 × 7). В общем случае говорят об образовании сетки $(n \times m)\theta$, где n и m — коэф. пронорциональности между поверхностными и объёмными векторами трансляций, θ — угол между поверхностными векторами трансляций. Р. п. наблюдалась также на поверхностях Ge, GaAs, GaSb, InSb, CdS, CdTe, Te и др. *полупроводниковых материалов.*

Рис. 1. Схема электронограммы от поверхности кремния (111). Интенсивные пятна — рефлексы от объёма кристалла; слабые рефлексы, расположенные на расстоянии $^1/_7$ от расстояния между объёмными рефлексами, указывают на поверхностную периодичность, в 7 раз большую соответствующего периода в объёме.

Теоретич. рассмотрение Р. п. основано на квантово-хим. расчётах. На свободной поверхности гомеополярных кристаллов при сколе образуются оборванные ненасыщенные ковалентные связи. Установление новой равновесной конфигурации поверхностных атомов происходит путём таких их перемещений, к-рые приводят к замыканию оборванных связей и т. о. к понижению энергии системы. При вычислениях полной энергии кристалла размеры поверхностной элементарной ячейки берутся из эксперимента, а характер замыкания связей выбирается модельным способом. На рис. 2 рядом с идеальной нереконструированной поверхностью (100) приведены 3 модели разл. замыкания оборванных связей. Сравнение с экспериментом не позволяет отдать предпочтение к.-л. из этих моделей, т. к. расположение дифракц. рефлексов отражает только трансляц. симметрию поверхности. Информация о взаимном расположении атомов в элементарной ячейке содержится в распределении интенсивности в дифракц. рефлексах. Анализ этого распределения является сложной матем. задачей.

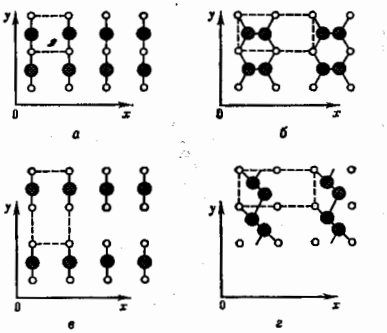


Рис. 3. Поверхностные элементарные ячейки для 3 моделей замыкания оборванных связей на поверхности (100) Si: *а* — нереконструированная поверхность; каждый атом верхнего слоя (большие кружки) связан 2 гибридизированными связями с атомами 2-го слоя (маленькие кружки) и имеет две оборванные свободные связи; элементарная ячейка показана пунктиром; *б* — модель двойных связей (удвоение поверхностной элементарной ячейки по оси $0x$); *в* — модель с поверхностными вакансиями; на поверхности отсутствуют ряды атомов, оставшиеся образуют сдвоенные связи с атомами 2-го слоя; элементарная ячейка удвоена до $0p$; *г* — модель цепочек; каждый поверхностный атом имеет 2 одиночные связи с соседями в цепочке, ещё одну связь с атомами 2-го слоя, а оставшаяся 4-я связь даёт вклад в молекулярную орбиталь, охватывающую всю цепочку.

Эксперимент показывает, что симметрия поверхности меняется при изменении темп-ры [3], т. е. на поверхности происходят структурные фазовые превращения. Если такое превращение идёт по типу фазового

перехода 2-го рода, то можно исследовать устойчивость идеальной поверхности относительно равл. смещений поверхностных атомов из положений равновесия. Любое смещение поверхностного атома можно представить в виде суперпозиции смещений, соответствующих нормальным колебаниям (см. *Колебания кристаллической решётки*). Смещение ξ поверхностного атома из положения равновесия ξ_0 характеризуется волновым вектором $q_{\parallel}$, параллельным поверхности. Если смещение поверхностного атома приводит к увеличению потенц. энергии U (кривая *1*, рис. 3), то исходному состоянию

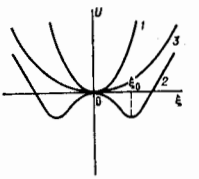


Рис. 3. Зависимость потенциальной энергии U от величины смещения поверхностного атома ξ: кривая (*1*) соответствует устойчивому равновесию; кривая (*2*) изображена с учётом ангармонизма колебаний и соответствует реконструированной поверхности; ξ_0 — новые положения равновесия.

поверхности соответствует минимум U и поверхность устойчива. Если смещение поверхностных атомов приводит к уменьшению потенц. энергии (кривая *2* вблизи начала координат), то исходное состояние соответствует максимуму потенц. энергии. Поверхность при этом неустойчива, происходит Р. п. Новые положения равновесия ξ_0 определяются ангармонизмом колебаний. С учётом ангармонич. членов $U(\xi)$ имеет вид полной кривой *3*.

Условие максимума или минимума потенц. энергии определяется знаком производной $d^2U/d\xi_0^2$, к-рая пропорц. квадрату частоты поверхностного колебания $\omega^2(q_{\parallel}^0)$. Значение $q_{\parallel}^0$, для к-рого $\omega(q_{\parallel}^0)=0$ (мягкая мода), соответствует колебанию, по отношению к к-рому поверхность неустойчива. Именно $q_{\parallel}^0$ определяет пространственный период новой устойчивой поверхностной конфигурации атомов, соответствующей реконструированной поверхности.

На рис. 4. приведены 2 примера Р. п. (100) кубич. кристалла. Если мягкая мода возникает в точке X зоны Бриллюэна (см. *Бриллюэна зона*) с координатами $(q_{1x}^0=\pi/a,\ q_{1y}^0=0)$, то на поверхности устанавливается «волна» статич. смещений с периодом $\lambda=2\pi/q_{1x}^0=2a$, где a — период реконструированной поверхности. Возникают чередующиеся ряды поднявшихся вверх и опустившихся вниз атомов. Происходит удвоение периода решётки вдоль оси x. Если мягкая мода возникает в точке M зоны Бриллюэна с координатами

$$(q_{1x}^0=\pi/a,\ q_{1y}^0=\pi/a),$$

то на поверхности устанавливается волна статических смещений в направлении, составляющем угол 45° с осями $0x$ и $0y$ и с периодом

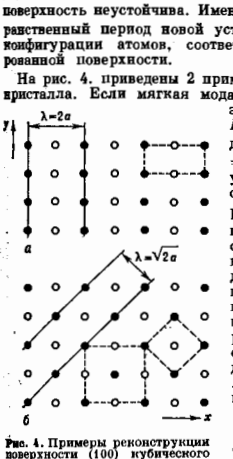


Рис. 4. Примеры реконструкции поверхности (100) кубического кристалла: *а* — реконструкция за счёт мягкой моды в точке X зоны Бриллюэна; новая элементарная ячейка показана пунктиром; *б* — реконструкция за счёт мягкой моды в точке M зоны Бриллюэна; новая элементарная ячейка показана пунктиром.

$$\lambda=2\pi\left[\left(\frac{q_{1x}^0}{}\right)^2+\left(\frac{q_{1y}^0}{}\right)^2\right]^{-1/2}=\sqrt{2}\,a.$$

Такую структуру обозначают $(2\times2)R\ 45°$ или $C(2\times2)$.

Возможные перестройки поверхности, происходящие по типу фазового перехода 2-го рода, можно найти теоретико-групповыми методами. Р. п. охватывает неск. приповерхностных кристаллич. плоскостей, составляющих приповерхностный слой [4].

Р. п. с бо́льшим периодом, напр. структуры (7×7) на поверхности (111) Si, связывают с возникновением узкой энергетич. зоны *поверхностных состояний* для электронов оборванных связей. На поверхности (111) Si на каждый поверхностный атом приходится 1 оборванная связь. Поэтому зона поверхностных состояний заполнена только наполовину. Энергию электрона в такой зоне можно рассчитывать методом сильной связи (см. *Зонная теория*):

$$\mathscr{E}=\mathscr{E}_0-2J\left[\cos p_x a+2\cos\frac{p_x a}{2}\cos\frac{\sqrt{3}\,p_y a}{2}\right].$$

Здесь p_x и p_y — проекции квазиимпульса электрона, J — интеграл перекрытия электронных волновых ф-ций. *Ферми-поверхность* для таких электронов является шестиугольником. Из-за наличия плоских граней электрон-фононное взаимодействие даёт аномально большой сдвиг частоты нормального колебания с волновым вектором $q_{\parallel}=2p_F$ (p_F — импульс Ферми). Если при нек-ром сдвиге частоты реальтирующая частота $\omega^2(2p_F)=0$, то поверхность кристалла неустойчива относительно такого колебания и произойдёт Р. п. Устойчивое состояние соответствует волне статич. смещений с длиной волны $\lambda=2\pi/q_{\parallel}=\pi/p_F$, соизмеримой с постоянной решётки $m\lambda=na$, где m и n — целые числа. Период новой структуры определяется числом n. Для поверхности (111) Si число $n=7$, что соответствует структуре (7×7).

Исследования атомарно-чистой поверхности важны для понимания свойств границы раздела кристаллов. По-видимому, нач. стадии адсорбции и роста кристаллов (см. *Кристаллизация*) определяются свойствами реконструированных границ раздела [5].

Лит.: 1) Наумовец А. Г., Исследование структуры поверхностей методом дифракции медленных электронов: достижения и перспективы, «Укр. физ. ж.», 1978, т. 23, № 10, с. 1585; 2) Photoemission and electronic properties of surfaces, ed. by B. Feuerbacher, B. Fitton, R. F. Willis, Chichester — [a.o.], 1978; 3) Olshanetsky B. Z., Shklyaev A. A., Phase transition on clean Si (110) surfaces, «Surf. Sci.», 1977, v. 67, p. 581; 4) Ipatova I. P., Kitaev Yu. E., Landau theory of second-order, phase transitions on solid surfaces, «Progr. in Surf. Sci.», 1985, v. 18, № 3, p. 189; 5) Abstreiter G., Inelastic light scattering in semiconductor heterostructures, в кн.: Festkörperprobleme, v. 24 — Advances in solid state physics, Braunschweig, 1984.

И. П. Ипатова.

РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ — процесс образования и роста (или только роста) структурно более совершенных кристаллич. зёрен *поликристалла* за счёт менее совершенных зёрен той же фазы. Р. начинается при нек-рой темп-ре $T_р$, к-рая зависит от хим. состава, концентрации дефектов, в частности *дислокаций*. Далее с повышением темп-ры T скорость Р. растёт. Особенно интенсивно она протекает в пластически деформированных материалах (см. *Пластичность*). Зародышами новых зёрен являются дислокац. ячейки.

Различают 3 стадии Р.: первичную, когда в деформиров. материале образуются новые неискажённые зёрна, к-рые растут, поглощая зёрна, искажённые деформацией; собирательную Р. — неискажённые зёрна растут за счёт друг друга, вследствие чего ср. величина зерна увеличивается; вторичную Р., к-рая отличается от собирательной тем, что способностью к росту обладают только немногие из неискажённых зёрен. В ходе вторичной Р. структура характеризуется разл. размерами зёрен. Движению *межзёренных границ* препятствуют дисперсные частицы (размером ~ нм) др. твёрдых фаз (оксидов, карбидов и т. д.) и субмикропоры.

Р. устраняет структурные дефекты, изменяет размеры и ориентацию зёрен и иногда их кристаллографич. ориентацию (текстуру). Р. переводит вещество в состояние с большей термодинамич. устойчивостью: при собирательной и вторичной Р.— за счёт уменьшения суммарной поверхности границ между зёрнами, при первичной Р.— также за счёт уменьшения искажений, внесённых деформацией. Р. изменяет все структурночувствит. свойства материала и часто восстанавливает исходную структуру, текстуру и свойства (до деформации). Иногда структура и текстура после Р. отличаются от исходных, соответственно отличаются и свойства.

Практически важными технол. способами обработки материалов, в к-рых существ. роль играет Р., являются: прокатка, ковка, волочение, экструзия, при к-рых образуются дислокации с плотностью 10^5—10^{13} $см^{-2}$ и их скопления (ячеистая структура); дробление и спекание порошковых (керамич.) материалов, при к-рых образуются субмикропоры; осаждение поликристаллич. плёнок из газовой фазы или с помощью молекулярных пучков (см. *Эпитаксия*).

Лит.: Горелик С. С., Рекристаллизация металлов и сплавов, 2 изд., М., 1978; Рекристаллизация металлических материалов, под ред. Ф. Хесснера, пер. с англ., М., 1982; Горелик С. С., Бабич Э. А., Летюк Л. М., Формирование микроструктуры и свойств ферритов в процессе рекристаллизации, М., 1984. *С. С. Горелик.*

РЕКУРРЕНТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ (от лат. recurrens, род. падеж recurrentis — возвращающийся) — однотипные ф-лы, к-рые связывают между собой идущие друг за другом элементы нек-рой последовательности (это может быть последовательность чисел, ф-ций и т. д.). В зависимости от природы объектов, связанных Р. с., эти соотношения могут быть алгебраическими, функциональными, дифференциальными, интегральными и т. п.

Наиб. известный класс Р. с.— это рекуррентные ф-лы для *специальных функций*. Так, для *цилиндрических функций* $Z_m(x)$ Р. с. имеют вид

$$Z_{m+1}(x)=\frac{2m}{x}Z_m(x)-Z_{m-1}(x)=\frac{m}{x}Z_m(x)-\frac{d}{dx}Z_m(x)=$$
$$=-x^m\frac{d}{dx}[x^{-m}Z_m(x)].$$

Они позволяют по ф-ции $Z_{m_0}(x)$ найти ф-ции $Z_m(x)$ при $m = m_0 \pm 1$, $m_0 \pm 2$ и т. д. либо, напр., по значениям ф-ций Z_{m_0} и Z_{m_0+1} в нек-рой точке $x_0 \neq 0$ найти (в численных расчётах) значение любой из ф-ций Z_m, $m = m_0-1$, $m_0 \pm 2$, ..., в этой же точке (здесь m_0 — любое вещественное число).

Др. важный класс Р. с. дают многочисленные методы последовательных приближений (см. *Итераций метод*); сюда же примыкают и методы *возмущений теории*.

В квантовой механике есть ещё один вид Р. с., связывающих между собой векторы в гильбертовом пространстве состояний. Напр., стационарные состояния гармонич. осциллятора параметризуются целыми неотрицательными числами. Соответствующие векторы, обозначаемые $|n\rangle$, где n — целое, при разных n могут быть получены друг из друга действием операторов рождения a^+ и уничтожения a:

$$a^+|n\rangle=\sqrt{n+1}\,|n+1\rangle,$$
$$a|n\rangle=\sqrt{n}\,|n-1\rangle.$$

Эти соотношения можно разрешить, выразив любой вектор $|n\rangle$ через $|0\rangle$ (наинизшее энергетич. состояние, $n = 0$):

$$|n\rangle=\frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}}|0\rangle.$$

Обобщением этой конструкции является представление *вторичного квантования* в квантовой статистич. механике и квантовой теории поля (см. *Фока пространство*).

Типичный пример Р. с. в статистич. механике — ур-ния для частичных ф-ций распределения, образующие цепочку Боголюбова (см. *Боголюбова уравнения*); знание таких ф-ций позволяет найти все термодинамич. характеристики системы.

В квантовой теории поля динамич. информация содержится, напр., в *Грина функциях*. Для их вычисления используют разл. приближения, чаще всего — расчеты по теории возмущений. Альтернативный подход основан на интегродифференциальных *Дайсона уравнениях*, являющихся Р. с.: ур-ние для двухточечной ф-ции Грина содержит четырёхточечную и т. д. Как и ур-ния Боголюбова, эту систему удаётся решать, лишь «обрывая» цепочку (место «обрыва» выбирается обычно из физ. соображений и определяет получаемое приближение).

Ещё один вид Р. с. в квантовой теории поля — *Уорда тождества* в теориях *калибровочных полей*. Эти тождества также представляют собой цепочку интегродифференциальных соотношений, связывающих между собой ф-ции Грина с разл. числом внешних линий, и являются следствием калибровочной инвариантности теории. Решающую роль они играют для проверки калибровочной симметрии при проведении процедуры *перенормировки*.

Наконец, сама перенормировка — тоже рекуррентная процедура: на каждом шаге (в каждой следующей петле) используются *контрчлены*, полученные из вычисления диаграмм с меньшим числом петель (подробнее см. *R-операция*). *А. М. Малокостов.*

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, возникающие в нелинейных системах, в к-рых существ. роль играют диссипативные силы: внеш. или внутр. трение — в механич. системах, сопротивление — в электрических. Обычно о Р. к. говорят применительно к автоколебат. системам. Каждый период Р. к. может быть разделён на неск. резко разграниченных этапов, соответствующих медленным и быстрым изменениям состояния системы, в к-рой происходят Р. к., что позволяет рассматривать Р. к. как разрывные колебания.

Простейший пример электрич. Р. к.— колебания, возникающие в схеме с газоразрядной лампой, к-рая обладает свойством зажигаться при нек-ром напряжении $U_з$ и гаснуть при более низком напряжении $U_г$. В этой схеме периодически осуществляется зарядка конденсатора C от источника тока E через сопротивление R до напряжения зажигания лампы, после чего лампа зажигается и конденсатор быстро разряжается через лампу до напряжения гашения лампы. В этот момент лампа гаснет и процесс начинается вновь. В течение каждого

периода этих Р. к. происходят два медленных изменения силы тока I при заряде и разряде конденсатора и два быстрых — скачкообразных — изменения тока $I_с$, когда лампа зажигается и гаснет (рис.).

Упрощённое рассмотрение механизма возникновения Р. к. основано на пренебрежении параметрами системы, влияющими на характер быстрых движений. Методы нелинейной теории колебаний позволяют исследовать не только медленные, но и быстрые движения, не пренебрегая параметрами, от к-рых характер быстрых движений существенно зависит, и не прибегая к спец. постулатам о характере быстрых движений. В зависимо-

сти от свойств системы возможно большое разнообразие форм Р. к. от близких к гармоническим до скачкообразных и импульсных.

Электрич. Р. к. применяются в измерит. технике, телеуправлении, автоматике и др. разделах электроники. Для их создания существуют разнообразные генераторы Р. к., напр. *блокинг-генераторы*, *мультивибраторы*, *генераторы RC*.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1981; Мееровичъ Л. А., Зеличенко Л. Г., Импульсная техника, 2 изд., М., 1954, гл. 14; Капчинский И. М., Методы теории колебаний в радиотехнике, М.—Л., 1954.

РЕЛАКСАЦИО́ННЫЙ ГЕНЕРА́ТОР (генератор релаксационных колебаний) — *генератор электромагнитных колебаний*, ни пассивные цепи к-рого, ни активный нелинейный элемент не обладают резонансными свойствами. В отличие от генераторов, имеющих в своём составе *резонаторы*, в к-рых за каждый период колебаний имеет место лишь пополнение относительно небольших потерь колебат. энергии, в Р. г. энергия, запасаемая в реактивном элементе, в процессе каждого периода колебаний расходуется полностью или почти полностью, а затем возобновляется за счёт источников питания и нелинейных активных элементов (электронных ламп, транзисторов, диодов). Период колебаний при этом определяется временем релаксации (установления равновесия) в цепях генератора (см. *Релаксационные колебания*).

К Р. г. относятся *мультивибраторы* разных типов, *генераторы пилообразного напряжения*, *блокинг-генераторы* и др. Форма колебаний, генерируемых Р. г., может быть различной. Так, если Р. г. имеет только одну степень свободы (т. е. его поведение описывается одним дифференц. ур-нием 1-го порядка), то процессы в нём имеют характер *разрывных колебаний*, при к-рых медленные изменения состояний системы чередуются со скачкообразными изменениями переменной величины или направления хода процесса в системе. Скорость этих скачкообразных изменений ограничивается лишь величиной паразитных параметров. Р. г., имеющие неск. степеней свободы, могут генерировать разл. типы непрерывных колебаний. Подбором параметров цепи генератора можно создать Р. г., в к-ром возбуждаются колебания, близкие к гармоническим (см. *Генератор RC*). Такие генераторы широко используются в качестве источников колебаний звуковых и инфразвуковых частот (от 200 кГц до долей Гц).

Лит. см. при ст. *Генератор электромагнитных колебаний*.

В. В. Мигулин.

РЕЛАКСА́ЦИЯ (от лат. relaxatio — ослабление, уменьшение) — процесс установления статистич. (а следовательно, и термодинамич.) равновесия в физ. системе, состоящей из большого числа частиц. Р.— многоступенчатый процесс, т. к. не все физ. параметры системы (распределение частиц по координатам и импульсам, темп-ра, давление, концентрация вещества в малых объёмах и во всей системе и др.) стремятся к равновесию с одинаковой скоростью. Обычно сначала устанавливается равновесие по к.-л. параметру (*частичное равновесие*), что также наз. Р. Все процессы Р. являются неравновесными и необратимыми процессами, при к-рых в системе происходит диссипация энергии, т. е. производится энтропия (в замкнутой системе энтропия возрастает); исследование этих процессов составляет предмет *кинетики физической*. В разл. системах Р. имеет свои особенности, поэтому процессы Р. весьма многообразны. Время τ установления (частичного или полного) равновесия в системе наз. в р е м е н е м р е л а к с а ц и и. Когда отклонение от равновесия невелико, Р. параметра y обычно происходит по закону $y = y_0 \exp(-t/\tau)$, где y_0 — нач. значение параметра y.

В экспериментах Р. проявляется косвенно: по затуханию макроскопич. движений, возникающих под действием внеш. сил, и по частотной зависимости *кинетических коэффициентов*. Эфф. уменьшение внеш. воздействия с ростом частоты ω приводит обычно к немонотонной зависимости от ω поглощённой за период энергии, $Q(\omega) \sim \omega(\tau)(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$. Наличие максимума у величины $Q(\omega)$ при $\omega\tau = 1$ наз. к и н е м а т и ч. (релаксац.) р е з о н а н с о м. Наличие неск. максимумов свидетельствует о существовании неск. механизмов Р. Если в системе наблюдается резонансное поглощение энергии, то ширина резонансной кривой пропорц. τ^{-1}.

В *газах* процесс установления равновесия определяется *длиной свободного пробега* l и временем свободного пробега $\tau_{пр}$(ср. расстояние и ср. время между двумя последовательными столкновениями частиц). Отношение $l/\tau_{пр}$ равно по порядку величины ср. скорости частиц (по абс. значению). Величины l и $\tau_{пр}$ малы по сравнению с макроскопич. масштабами длины и времени. С др. стороны, для газов время свободного пробега значительно больше времени столкновения частиц τ_c ($\tau_{пр} \gg \tau_c$). Только при этом условии Р. определяется лишь парными столкновениями частиц (см. также *Кинетическая теория газов*).

В одноатомных газах (без внутр. степеней свободы) Р. происходит в два этапа. На первом этапе за короткий промежуток времени, порядка времени столкновения частиц τ_c, начальное (даже сильно неравновесное) состояние хаотизируется так, что становятся несущественными детали нач. состояния и оказывается возможным т. н. «сокращённое» описание неравновесного состояния системы, когда не требуется знания вероятности распределения всех частиц системы по координатам и импульсам, а достаточно знать одночастичную *функцию распределения*. (Все остальные ф-ции распределения более высокого порядка, описывающие распределение по состояниям двух, трёх и т. д. частиц, зависят от времени лишь через одночастичную ф-цию.) Одночастичная ф-ция распределения удовлетворяет *кинетическому уравнению Больцмана*, к-рое описывает процесс её Р. Эта стадия Р. наз. кинетической и является очень быстрым процессом.

На второй стадии Р. за время порядка времени свободного пробега частиц $\tau_{пр}$ в результате всего неск. столкновений в макроскопически малых объёмах системы, движущихся с массовой скоростью (ср. скорость переноса массы), устанавливается *локальное термодинамическое равновесие*, ему соответствует л о к а л ь н о - р а в н о в е с н о е, или к в а з и р а в н о в е с н о е, распределение, к-рое характеризуется такими же параметрами, как и при полном равновесии системы (темп-рой и хим. потенциалом), но зависящими от пространственных координат и времени. Эти малые объёмы содержат ещё очень много частиц, а поскольку они взаимодействуют с окружающей средой лишь через частицы вблизи своей поверхности, их можно считать приближённо изолированными. Параметры локально-равновесного распределения в процессе Р. медленно (по сравнению с кинетич. стадией Р.) стремятся к равновесным значениям, а состояние системы мало отличается от равновесного, если градиенты термодинамич. параметров малы. Время Р. для локального равновесия $\tau \approx \tau_{пр}$. После установления локального равновесия для описания Р. используют ур-ния гидродинамики с учётом неоднородности темп-ры и концентрации (*Навье — Стокса уравнение*, ур-ния теплопроводности, диффузии и др.). При этом предполагается, что термодинамич. параметры (плотность, темп-ра и массовая скорость) мало меняются за время $\tau_{пр}$ и на расстоянии l. Эта стадия Р. наз. г и д р о д и н а м и ч е с к о й. Процесс Р. системы к состоянию полного статистич. равновесия происходит медленно, после большого числа столкновений, поэтому процессы теплопроводности, диффузии, вязкости и т. п. являются медленными процессами. Соответственно время Р. τ зависит от размеров L системы и велико по сравнению с $\tau_{пр}$: $\tau \sim \tau_{пр}(L/l)^2 \gg \tau_{пр}$, что имеет место при $l \ll L$, т. е. не для сильно разреженных газов.

В многоатомных газах (с внутр. степенями свободы) может быть замедлен обмен энергией между поступат. и внутр. степенями свободы и возникает процесс Р., связанный с этим явлением. Быстрее всего (за время порядка времени между столкновениями) устанавливается равновесие по поступат. степеням свободы, к-рое можно охарактеризовать соответствующей темп-рой. Равновесие между поступат. и вращат. степенями свободы устанавливается значительно медленнее. Возбуждение колебат. степеней свободы может происходить лишь при высоких темп-рах. Поэтому в многоатомных газах для энергии вращат. и колебат. степеней свободы возможны многоступенчатые процессы Р. В многоатомных газах Р. внутр. степеней свободы вызывает появление объёмной вязкости, к-рой нет в одноатомных газах.

В смесях газов с сильно различающимися массами частиц замедлен обмен энергией между компонентами, вследствие чего возможны появление состояния с разл. темп-рами компонент и процессы Р. их темп-р. Напр., в плазме сильно различаются массы ионов и электронов. Быстрее всего устанавливается равновесие электронной компоненты, затем приходит в равновесие ионная компонента, и значительно большее время требуется для установления равновесия между электронами и ионами. Поэтому в плазме могут длит. время существовать состояния, в к-рых ионные и электронные темп-ры различны, следовательно, происходят медленные процессы Р. темп-р компонент (см. *Релаксация компонент плазмы*).

В жидкостях теряют смысл понятия времени и длины свободного пробега частиц (неприменимо кинетич. ур-ние Больцмана для одночастичной ф-ции распределения). Аналогичную роль для жидкости играют величины τ_1 и l_1 — время и длина затухания пространственно-временных *корреляционных функций* динамич. переменных, описывающих потоки энергии и импульса; τ_1 и l_1 характеризуют затухание во времени и пространстве взаимного влияния молекул, т. е. корреляций. Для жидкостей полностью остаётся в силе понятие гидродинамич. этапа Р. и локально-равновесного состояния. В макроскопически малых объёмах жидкости, но ещё достаточно больших по сравнению с длиной корреляции l_1 локально-равновесное распределение устанавливается за время порядка времени корреляции τ_f ($\tau \approx \tau_1$) в результате интенсивного взаимодействия между частицами (а не только парных столкновений, как в газе); эти объёмы по-прежнему можно считать приближённо изолированными. На гидродинамич. этапе Р. в жидкости термодинамич. параметры и массовая скорость удовлетворяют таким же ур-ниям гидродинамики, теплопроводности и диффузии, как и для газов (при условии малости изменения термодинамич. параметров и массовой скорости за время τ_1 и на расстояниях l_1).

Время Р. к полному термодинамич. равновесию в объёме L^3, $\tau \approx \tau_1 (L/l_1)^2$ (так же, как в газе и твёрдом теле), можно оценить с помощью кинетич. коэффициента. Напр., время Р. концентрации в бинарной смеси порядка $\tau \approx L^2/D$, где D — коэф. диффузии; время Р. темп-ры $\tau \approx L^2/\chi$, где χ — коэф. температуропроводности, и т. д. Для жидкости с внутр. степенями свободы у частиц (молекул) возможно сочетание гидродинамич. описания с дополнит. ур-ниями для описания Р. внутр. степеней свободы (релаксационная гидродинамика).

В твёрдых телах, как и в *квантовых жидкостях*, Р. можно описывать как Р. в газе *квазичастиц*. В этом случае можно ввести время и длину свободного пробега соответствующих квазичастиц (при условии малости возбуждения системы). Напр., в кристаллич. решётке при низких темп-рах упругие колебания можно трактовать как газ *фононов*. Р. внутр. энергии в кристаллич. решётке описывается кинетич. ур-нием для фононов.

В системе спиновых магн. моментов *ферромагнетика* квазичастицами являются *магноны*, Р. намагниченности (см. *Релаксация магнитная*) можно описывать кинетич. ур-ниями для них.

Р., обусловленная распространением звуковых волн в веществе, с к-рой связано поглощение звука, наз. *релаксацией акустической*.

При фазовых переходах Р. может иметь сложный характер. Если переход из неравновесного состояния в равновесное является фазовым переходом 1-го рода, то система сначала переходит в *метастабильное состояние*. Р. из метастабильного состояния в стабильное может оказаться настолько медленным процессом, что метастабильное состояние можно рассматривать как равновесное (см. *Стеклообразное состояние*).

Вблизи точки фазового перехода 2-го рода параметр порядка, характеризующий степень упорядоченности фаз, стремится к 0, а его время Р. сильно увеличивается (см. *Кинетика фазовых переходов*).

Ещё сложнее характер Р. в системах, далёких от термодинамич. равновесия. Так, в *открытых системах* возможно появление стационарных состояний, обладающих пространственной или временной когерентностью (см. *Неравновесные фазовые переходы*).

Лит. см. при ст. *Кинетика физическая*. *Д. Н. Зубарев.*

РЕЛАКСАЦИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ — процесс восстановления термодинамич. равновесия среды, к-рое было нарушено из-за изменения давления и темп-ры при прохождении звуковой волны. Р. а.— необратимый процесс, при к-ром энергия поступат. движения молекул или ионов в звуковой волне переходит на внутр. степени свободы, возбуждая их, в результате чего энергия звуковой волны уменьшается, т. е. происходит *поглощение звука*. Р. а. также всегда сопровождается *дисперсией звука*.

Простейший вид Р. а.— релаксация внутримолекулярного возбуждения, или кнезеровская релаксация. Такая Р. а. происходит, напр., в двухатомных и многоатомных газах, где энергия поступат. движения молекул в звуковой волне переходит в энергию, связанную с колебат. и вращат. степенями свободы молекул, т. е. изменяется заселённость вращат. и колебат. уровней. Др. виды Р. а.: структурная релаксация в жидкостях, при к-рой акустич. волна инициирует изменение ближнего порядка в расположении молекул жидкости; хим. релаксация, при к-рой под действием звука сдвигается равновесие в хим. реакции. В твёрдом теле звуковая волна нарушает равновесное распределение фононов, что приводит к релаксац. процессам, определяющим решёточное поглощение звука. Один из видов Р. а. в твёрдом теле — релаксация разл. *дефектов* кристаллической решётки — как точечных, так и линейных (*дислокаций*), связанная с движением дефектов под действием механич. напряжений в упругой волне. При распространении звука в полупроводниках и металлах нарушается равновесное распределение электронов проводимости, что также приводит к релаксации, а следовательно, к дополнит. поглощению звука.

Для описания отклонения системы от равновесия вводят дополнит. параметр ξ, к-рый в зависимости от вида релаксац. процесса может иметь разл. физ. смысл (напр., величина ξ может описывать отклонение концентрации возбуждённых молекул от равновесной, изменение заселённостей уровней для двухуровневой системы, концентрацию одного из компонентов хим. реакции при хим. релаксации и т. н.). Для описания распространения звука в среде с релаксацией рассматриваются как «внеш.» параметры, такие, как давление, плотность и темп-ра, так и «внутр.» параметр ξ, изменение к-рого со временем описывается ур-нием

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\xi - \xi_0), \qquad (1)$$

где τ — время релаксации, ξ_0 — равновесное значение параметра ξ.

Звуковое давление p в акустич. волне, распространяющейся в среде с релаксацией, оказывается равным сумме давления p_0, обусловленного только изменением плотности, и добавочного давления δp, возникающего из-за наличия релаксац. процесса. Это добавочное давление сдвинуто по фазе относительно изменения плотности, что приводит к дополнит. (релаксац.) поглощению звука. Из решения ур-ния (1) для гармонич. волны можно видеть, что при разных частотах звука отклонение ξ от равновесного значения различно, поэтому добавочное давление при том же изменении плотности оказывается разным при разных частотах. Соответственно скорость звука $c = (\partial p/\partial \rho)^{1/2}$ также зависит от частоты, т. е. за счёт Р. а. возникает дисперсия скорости звука. Изменение c с частотой происходит от макс. значения c_∞ на высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$), когда процесс установления равновесия не успевает за изменениями плотности, до мин. значения c_0 на низких частотах, когда равновесие полностью успевает установиться при колебаниях плотности и избыточное давление $\delta p = 0$.

Учёт релаксации при распространении звука эквивалентен введению комплексной сжимаемости. Волновое число звуковой волны k связано с частотой ω соотношением

$$k^2 = \omega^2 \frac{1 - i\omega\tau}{c_0^2 - c_\infty^2 i\omega\tau}.$$

Скорость звуковой волны и соответствующий коэф. релаксац. поглощения α_p в зависимости от частоты выражаются приближёнными ф-лами

$$c^2 = c_0^2\left[1 + \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \cdot \frac{\omega^2\tau^2}{1+\omega^2\tau^2}\right], \qquad (2)$$

$$\alpha_p = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c_0^2} \cdot \frac{\omega^2\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \qquad (3)$$

если поглощение звука на длине волны мало ($\alpha_p\lambda \ll 1$) и дисперсия скорости звука невелика, т. е. $c_\infty^2 - c_0^2 \ll c_0^2$, как это имеет место для большинства релаксац. процессов. Скорость звука и коэф. поглощения звука в среде с релаксацией связаны между собой *Крамерса — Кронига соотношением*.

Зависимости скорости звука и коэф. поглощения от частоты для одного релаксац. процесса имеют универсальный характер независимо от физ. механизма, к-рый лежит в основе Р. а. (рис. 1 и 2). Влияние Р. а. на поглощение и скорость звука зависит от соотношения между периодом волны и временем релаксации, т. е. от величины $\omega\tau$, к-рая характеризует степень восстановления равновесия. Чем меньше $\omega\tau$, тем полнее равновесие успевает восстановиться за период волны. На малых частотах, т. е. при $\omega\tau \ll 1$, добавочное поглощение может быть описано введением *объёмной вязкости* с эфф. значением коэф. объёмной вязкости $\zeta_{эфф} = \rho\tau\left(c_\infty^2 - c_0^2\right)$. При этом коэф. поглощения пропорц. ω^2, а скорость звука равна c_0. На больших частотах при $\omega\tau \gg 1$ равновесие не успевает восстановиться за период звуковой волны и коэф. поглощения звука стремится к пост. величине, равной $\alpha_p = \left(c_\infty^2 - c_0^2\right)/2\tau c_0^2$. При $\omega\tau = 1$ коэф. поглощения, умноженный на длину волны, имеет максимум, равный $\alpha_p\lambda = \pi\left(c_\infty^2 - c_0^2\right)/2c_0^2$. Т. о., величина дисперс. скачка $\varepsilon = \left(c_\infty^2 - c_0^2\right)/c_0^2$ и поглощение на длине волны при $\omega\tau = 1$ различаются в π раз для любых сред. Определяя величины ε и τ на измерений поглощения и скорости звука, можно установить параметры, характеризующие релаксац. процесс (акустич. спектроскопия), а также определять такие свойства вещества, как теплоёмкость, постоянную Грюнайзена и др.

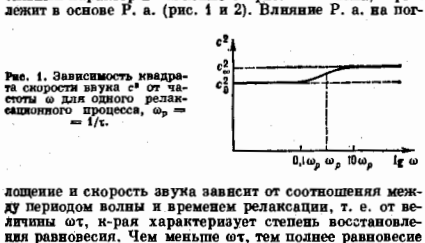


Рис. 1. Зависимость квадрата скорости звука c^2 от частоты ω для одного релаксационного процесса, $\omega_p = 1/\tau$.

Ввиду большой ширины дисперс. области (более двух порядков по частоте) для эксперим. определения величины ε и τ нужно проводить измерения c и α_p в широком интервале частот по обе стороны частоты релаксации $\omega_p = 1/\tau$. На практике релаксац. поглощение звука накладывается на обычное поглощение, обусловленное вязкостью и теплопроводностью, поэтому эксперим. кривые для $\alpha_p\lambda$ не имеют таких ярко выраженных максимумов, как показано на рис. 2.

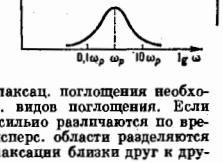


Рис. 2. Зависимость коэффициента релаксационного поглощения звука α_p на длину волны λ от круговой частоты ω.

Для получения кривых релаксац. поглощение необходимо исключить вклад др. видов поглощения. Если неск. релаксац. процессов сильно различаются по временам релаксации, то дисперс. области разделяются (рис. 3), а если времена релаксации близки друг к другу, то вид релаксац. кривых усложняется.

Большинство механизмов Р. а. с $\tau \leqslant 10^{-9}$ с проявляется только при объёмных деформациях и даёт вклад в объёмную вязкость. В жидкостях и твёрдых телах, однако, за счёт структурной релаксации возможна зависимость от частоты и для сдвиговой вязкости. В маловязких жидкостях (вода и др.) она возникает на очень высоких частотах ($\omega \sim 10^{11}$с$^{-1}$), а в жидкостях с большой вязкостью (напр., в сало-ле) такая зависимость наблюдалась экспериментально.

Рис. 3. Зависимость нормированной скорости звука c/c_0 и коэффициента релаксационного поглощения α/p на длину волны λ от частоты ω, отнесённой к давлению газа p, при наличии двух релаксационных процессов.

Время релаксации τ характеризует то время, за к-рое параметр ξ, описывающий отклонение системы от равновесия, уменьшится в e раз: $\xi - \xi_0 = \xi_0\exp(-t/\tau)$. Время релаксации зависит от микроскопич. свойств вещества, таких, напр., как число соударений молекул газа в единицу времени и эффективности передачи энергии при этих соударениях. В газе при заданной темп-ре время релаксации прямо пропорционально числу соударений, необходимых для возбуждения соответствующих степеней свободы. Напр., при нормальных условиях в газе для возбуждения вращат. степеней свободы молекул обычно достаточно 100 соударений, а для возбуждения колебат. степени свободы нужно 10^8—10^9 соударений. Это означает, что величина τ для колебат. релаксации гораздо больше, чем для вращательной. Время релаксации зависит от давления и темп-ры. Так, в газах обычно $\tau \sim 1/P$, где P — давле-

ние газа. Поэтому релаксац. кривые для газов обычно изображаются как ф-ции величины ω/P. Это позволяет при эксперим. определении зависимостей α_p и c от ω изменять давление газа, а не частоту звука, что сильно упрощает измерения. В многоатомных газах обычно преобладает колебат. релаксация. Области частот, в к-рых проявляются колебат. и вращат. релаксации, обычно чётко разделяются, т. к. времена релаксации для этих двух процессов различаются на неск. порядков. Наличие примесей др. газов влияет на время релаксации. Напр., в воздухе осн. вклад в поглощение звука даёт колебат. релаксация молекул O_2 и N_2, причём частота релаксации для O_2 выше, чем для N_2. Примеси паров воды и изменение темп-ры воздуха существенно влияют на положение релаксац. максимума. В двухатомных газах значения τ обычно очень велики и область релаксации лежит в звуковом диапазоне частот. Для более сложных газов частота ω_p выше (порядка 10^5—10^7 Гц при давлении 1 атм).

В жидкостях времена релаксации значительно меньше, чем в газах, т. к. все процессы перестройки жидкостей совершаются быстрее. Поэтому в большинстве жидкостей частота Р. а. лежит в области гиперзвука.

В твёрдых диэлектриках при отклонении системы фононов от равновесия время релаксации связано с временем жизни фононов $\tau_\varphi = 3\varkappa/C\bar{c}^2$, где $\varkappa$ — коэф. теплопроводности, C — теплоёмкость решётки, $\bar{c}$ — ср. значение скорости звука, $\tau_\varphi \sim 1/T$ при темп-ре T порядка и выше дебаевской. При распространении звука в пьезополупроводниках частота релаксации ω_p растёт с ростом проводимости кристалла и уменьшается с ростом темп-ры и подвижности носителей тока, а величина дисперсии скорости звука определяется коэф. электромеханич. связи. Дислокац. поглощение звука в монокристаллах также имеет релаксац. характер, причём время релаксации зависит от длины колеблющегося отрезка дислокации, вектора Бюргерса и постоянных решётки. Релаксац. процессы имеют место также в полимерах, резинах и разл. вязкоупругих средах, в этих веществах наблюдается значит. дисперсия скорости звука, связанная с релаксацией механизма высокой эластичности.

Лит.: Мандельштам Л. И., Леонтович М. А., К теории поглощения звука в жидкостях, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, в. 3, с. 438; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А и Б, М., 1968—69; Herzfeld K. F., Litovitz T. A., Absorption and dispersion of ultrasonic waves, N. Y.— L., 1959.

А. Л. Полякова.

РЕЛАКСАЦИЯ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ — процесс изменения функций распределения заряж. частиц в плазме за счёт столкновений при стремлении их к *равновесию термодинамическому*, приводящий к установлению максвелловского распределения.

В простой полностью ионизованной плазме, состоящей из электронов и ионов одного сорта, времена обмена импульсом и энергией при кулоновских столкновениях частиц одного знака между собой и с др. частицами существенно различны. Времена обмена импульсом и энергией при столкновениях одинаковых частиц есть величины одного порядка и даются выражением:

$$\tau_{jj} = 3m_j^{1/2}T_j^{3/2} / 4\sqrt{2\pi}\,\Lambda e^4 n_j Z_j^4,$$

где Λ — *кулоновский логарифм*, Z_j — зарядовое число, n_j — концентрация, T_j — темп-ра. При этом для сравнимых темп-р $T_e \sim T_i$ релаксация импульса и энергии электронов происходит значительно быстрее: $\tau_{ee} \sim \tau_{ii}(m_e/m_i)^{1/2}$. Передача импульса при столкновениях электронов с ионами характеризуется временем $\tau_{ei}^p \sim \tau_{ee}$, а обмен энергиями происходит за значительно большее время $\tau_{ei}^\varepsilon \sim \tau_{ei}^p m_i/m_e$. Поэтому часто встречается ситуация, когда распределения электронов и ионов близки к максвелловским, но $T_e \neq T_i$, т. е. плазма двухтемпературная (частичное равновесие).

В слабоионизованной плазме время релаксации импульса электронов при столкновениях с атомами $\tau_{ea}^p \sim \nu_{ea}^{-1}$, где ν_{ea} — частота столкновений, а время релаксации энергии при упругих столкновениях $\tau_{ea}^\varepsilon = m_i/2m_e\nu_{ia}$. Неупругие столкновения могут приводить к гораздо более быстрой релаксации распределения электронов в нек-рых областях энергий. Так, напр., в газовых разрядах электроны с энергией, превышающей первый потенциал возбуждения, релаксируют по энергии быстрее, чем тепловые, для к-рых характерное время есть τ_{ea}^ε.

Релаксация пучка пробных частиц в полностью ионизованной плазме описывается *Фоккера — Планка уравнением*. При этом происходит как торможение пучка за счёт динамич. трения, так и размытие пучка по скоростям — диффузия в пространстве скоростей. Для быстрых частиц время релаксации определяется их энергией, поэтому хвосты ф-ций распределения релаксируют значительно медленнее, чем тепловые частицы. Торможение и рассеяние пучка быстрых электронов с энергией $\mathscr{E}$ происходит как на ионах, так и на электронах практически с одним и тем же характерным временем

$$\tau_{ej} = m_e^{1/2}\mathscr{E}^{3/2} / \pi\sqrt{2}\,\Lambda n_j Z_j^2 e^4.$$

Ионы же с очень большой энергией $\mathscr{E} > (m_i/m_e)T_i$ тормозятся на электронах с характерным временем $\tau_{ie}^\mathscr{E} = (m_e/m_i)^{1/2}\tau_{ei}$, почти не рассеиваясь. В обратном случае релаксация пучка ионов по энергии и по импульсу происходит за счёт ион-ионных столкновений со временем

$$\tau_{ii} = m_i^{1/2}\mathscr{E}^{3/2} / \pi\sqrt{2}\,\Lambda n_i Z_i^4 e^4.$$

В плазме с редкими столкновениями релаксация пучка может происходить гораздо быстрее, чем столкновительная, за счёт генерации волн в результате развития *пучковой неустойчивости* и последующего торможения и рассеяния частиц на возникающих при этом волнах.

Лит.: Трубников Б. А., Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963; Хинтон Ф., Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983.

В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.

РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНАЯ — процесс установления термодинамич. равновесия в системе магн. моментов вещества. Как правило, Р. м.— сложный, многоступенчатый процесс; его характеризуют разл. временами релаксации (см. также *Релаксация*).

Магн. свойства веществ (за исключением *диамагнетиков*) обусловлены микроскопич. магн. моментами, к-рые обычно связаны со спином электронов и ядер и образуют т. н. магн., или спиновую, систему (СС). Энергия СС складывается из её взаимодействия с внеш. магн. полем H (зеемановская энергия, см. *Зеемана эффект*), *внутрикристаллическим полем* и между самими микроскопич. моментами (энергия спин-спинового взаимодействия). Р. м., при к-рой полная энергия СС не меняется, а лишь перераспределяется между степенями свободы магн. моментов, наз. спин-спиновой. Р. м., изменяющая полную энергию СС, наз. спин-решёточной. Она устанавливает равновесие между СС и термостатом («решёткой»); последний термин часто не ограничивают случаем решётки кристалла, а имеют в виду все степени свободы, кроме ориентации спинов (тепловое движение молекул жидкости, электронов проводимости в металле и пр.).

Парамагнетики. Равновесному состоянию парамагнетика, находящегося при т-ре T во внеш. магн. поле H,

соответствует равновесное значение его намагниченности M_0, направленной, как правило, по H (см. *Парамагнетизм*). Любое изменение величины или направления поля H приводит к Р. м., в процессе к-рой M стремится к своему новому равновесному значению. При этом релаксация продольной ($M_{||}$) и поперечной ($M_\perp$) по отношению к H составляющих вектора намагниченности происходит с разной скоростью. Соответственно различают время продольной релаксации τ_1 и время поперечной релаксации τ_2; как правило, $\tau_1 > \tau_2$. Во мн. случаях оба вида релаксации можно описать феноменологич. ур-нием, полученным Ф. Блохом (F. Bloch, 1946):

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[MH] - i\frac{M_x}{\tau_2} - j\frac{M_y}{\tau_2} - k\frac{M_z - M_0}{\tau_1}, \qquad (1)$$

где γ — *магнитомеханическое отношение* для носителей магнетизма (электронов или ядер); i, j, k — единичные векторы осей x, y, z; поле H направлено вдоль оси z. Первое слагаемое в правой части (1) описывает прецессию вектора M вокруг направления H с частотой $\omega_0 = \gamma H$ (см. *Лармора прецессия*). Второе и третье слагаемые соответствуют поперечной релаксации. Её причиной является расфазировка (нарушение когерентности фаз) прецессии отд. микроскопич. моментов вещества, приводящая к экспоненц. затуханию $M_\perp$ с временем τ_2. Источником поперечной релаксации могут быть как спин-спиновые, так и спин-решёточные взаимодействия, в зависимости от того, какие из них эффективнее. Др. причиной затухания могут быть разл. статические неоднородности (напр., неоднородности внеш. поля H), вызывающие разброс частот прецессии индивидуальных спинов. В этом случае поперечная релаксация обратима (см. *Спиновое эхо*). В электронных парамагнетиках время τ_2 попадает в диапазон от 10^{-9} с (неразбавленные парамагн. соли) до 10^{-5}—10^{-4} с (диамагн. кристаллы с примесью парамагн. ионов), для ядерных спиновых систем — от 10^{-4} с (твёрдые тела) до секунд (жидкости). В последнем случае замедление релаксации обусловлено усреднением анизотропных спиновых взаимодействий из-за быстрого теплового движения молекул.

Последнее слагаемое в ур-нии (1) описывает продольную релаксацию. В достаточно больших магн. полях она обусловлена спин-решёточным взаимодействием и ведёт к равновесному распределению спинов по зеемановским уровням энергии за время $\tau_1 > \tau_2$. В малых полях продольная релаксация может быть спин-спиновой, причём $\tau_1 \sim \tau_2$.

Во мн. случаях описание Р. м. с помощью ур-ния (1) неадекватно. В частности, в твёрдых непроводящих парамагнетиках (как электронных, так и ядерных) при $\tau_1 \gg \tau_2$ Р. м. протекает сложнее. Она ведёт к установлению в СС внутр. квазиравновесия, при к-ром зеемановская и спин-спиновая подсистемы характеризуются собственными *спиновыми температурами*. Их выравнивание между собой и с темп-рой решётки T происходит на след. этапе, за счёт спин-решёточного взаимодействия. Дополнит. усложнения Р. м. возникают из-за мультиплетной структуры ниж. энергетич. уровней парамагн. ионов в кристаллич. поле, *сверхтонкого взаимодействия* электронов с ядрами и др.

Конкретные механизмы спин-решёточной релаксации в парамагнетиках многообразны, однако в любом случае в их основе лежит воздействие на СС флуктуирующих полей, создаваемых тепловым движением решётки (см. *Спин-фононное взаимодействие*). Частотный спектр спин-решёточного взаимодействия содержит характерные частоты СС (в частности, ω_0). В концентрированных электронных парамагнетиках это обеспечивается модуляцией дипольных и обменных взаимодействий между магн. ионами тепловыми колебаниями решётки или молекулярным движением. В твёрдых телах с малой концентрацией парамагн. примесей (ионов переходных групп, свободных радикалов и т. п.) осн. роль играет модуляция орбитального движения неспаренных электронов, передающаяся спиновым степеням свободы через *спин-орбитальное взаимодействие*. Поэтому наиб. быстрая спин-решёточная релаксация наблюдается для ионов, в магнетизме к-рых существен вклад орбитального движения (Fe^{2+}, Cr^{3+} и др.), а наиб. медленная — для преим. спинового магнетизма (Mn^{2+}, водородоподобные дефекты и др.).

Элементарные процессы спин-решёточной релаксации могут быть прямыми (с рождением или поглощением одного *фонона* частоты ω_0), комбинационными (двухфононными), а также многоступенчатыми, с участием ближайших возбуждённых состояний. Прямые процессы преобладают лишь при низких темп-рах, где обычно $\tau_1 \sim 1/T$. Остальные механизмы, характерные для более высоких темп-р, ведут к более сильной (степенной, экспоненциальной) температурной зависимости τ_1. Диапазон значений τ_1 в электронных парамагнетиках от 10^{-9}—10^{-7} с при комнатной темп-ре до 10^{-3} —1 с при темп-рах жидкого гелия.

Ядерная спин-решёточная релаксация обычно обусловлена влиянием парамагн. ионов (примесных, если осн. решётка диамагнитна), сверхтонкое взаимодействие с к-рыми обеспечивает передачу энергии от ядерных спинов к решётке. В металлах и полупроводниках аналогичную роль посредника играют электроны проводимости. Прямое воздействие колебаний решётки твёрдого тела бывает существенным лишь для ядер, обладающих электрическим *квадрупольным моментом ядра* (см. *Ядерный квадрупольный резонанс*). В жидкостях и молекулярных соединениях, где реализуется быстрое движение молекул или их фрагментов, эффективен механизм модуляции ядерных диполь-дипольных взаимодействий; этот эффект лежит в основе методов изучения молекулярной подвижности с помощью Р. м. Типичные значения τ_1 для ядер от 10^{-4} с до часов.

Магнитоупорядоченные вещества. Сильное *обменное взаимодействие* между электронами в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках, заставляющее их спины поддерживать определ. ориентацию по отношению друг к другу, приводит к коллективизации процессов Р. м. При этом устанавливается равновесное распределение энергии между собств. типами коллективных колебаний магн. системы: однородной прецессией намагниченности, неоднородными типами прецессии, спиновыми волнами, а также между магн. системой и решёткой.

В простейших случаях Р. м. в *ферромагнетике* можно описать как затухание прецессии вектора M вокруг направления эфф. поля: $H_{эф} = H + H_A$, где H_A — поле анизотропии (см. *Магнитная анизотропия*), связанное с осью лёгкого намагничивания. На практике часто используют феноменологич. *Ландау — Лифшица уравнение*, к-рое можно записать в виде

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[MH_{эф}] - \frac{\lambda}{M^2}[M[MH_{эф}]]. \qquad (2)$$

Второе слагаемое в правой части (2) характеризует момент «сил трения», эффективность к-рых определяется релаксац. параметром λ. Согласно ур-нию (2), длина вектора M постоянна, так что процесс сводится лишь к изменению его проекции M_z на направление $H_{эф}$. В общем случае Р. м. в магнитоупорядоченных телах протекает значительно сложнее. Под действием постоянного и переменных внеш. маги. полей в магн. системе может устанавливаться стационарное неравновесное состояние — магн. колебания или волны, диссипация к-рых определяется процессами Р. м. Причём вклады разл. механизмов зависят от параметров спиновой волны, магн. анизотропии, темп-ры и пр. Наиб. полно эти процессы изучены в ферромагн. диэлектриках (см. *Ферриты*). Обычно самым быстрым процессом Р.м. при не очень низких темп-рах оказывается рассеяние элементарных спин-волновых возбуждений (*магнонов*) друг на друге за счёт обменного взаимодействия.

На этом этапе Р. м. устанавливает внутр. квазиравновесие в системе магнонов, однако M и M_z сохраняют нач. значения. Характерное время этого этапа Р. м. имеет порядок $(kT_C/h)(T/T_C)^4$, где T_C — темп-ра Кюри (*Кюри точка*). Дальнейшая релаксация обусловлена слиянием и расщеплением магнонов за счёт дипольного взаимодействия, а также их взаимодействием с фононами. При этом сначала устанавливается равновесное значение M, а затем происходит поворот намагниченности к направлению $H_{эф}$. Последний этап описывается ур-нием (2); типичные значения λ имеют порядок 10^5 с$^{-1}$.

На практике значит. вклад в диссипацию магн. колебаний вносят неоднородности кристалла: нарушение порядка в расположении магн. ионов в узлах решётки, разориентация осей лёгкого намагничивания, поры, трещины, шероховатость поверхности и т. д. Неоднородности приводят к дополнит. рассеянию магнонов — вклад этого механизма может на неск. порядков превосходить собственную спин-спиновую релаксацию. Значит. влияние на Р.м. оказывают также электроны проводимости в ферромагн. металлах, а также нек-рые магн. ионы с сильной спин-орбитальной связью (напр., трёхвалентные лантаниды), выступающие посредниками между СС и решёткой. В малых магн. полях в Р. м. вносят вклад процессы вязкого движения доменных стенок (см. *Доменной стенки динамика*).

Р. м. в *ферримагнетиках* и *антиферромагнетиках* обусловлена в общем теми же механизмами, что и в ферромагнетиках, однако её проявления осложнены наличием неск. магн. подрешёток. Особый случай представляют *спиновые стёкла*, характеризующиеся широким спектром времён Р. м. и длительной релаксацией метастабильных магн. состояний.

Диамагнетики. Для них Р. м. обычно не выделяется в самостоят. объект исследования, поскольку подчиняется обычным законам взаимодействия электронов (связанных или свободных) с магн. полем. Ширина линии *циклотронного резонанса* в металлах и полупроводниках определяется длиной свободного пробега носителей заряда. Исключение составляют аномально сильные диамагнетики — сверхпроводники, где процессы Р. м. наиб. существенны в смешанном состоянии *сверхпроводников второго рода*.

Методы исследования магнитной релаксации. Наиб. широко используются резонансные методы: *электронный парамагнитный резонанс*, *ядерный магнитный резонанс*, ферро-, ферри-, антиферромагнитный резонансы. Поперечная релаксация обычно проявляется в возрастании ширины ΔH резонансных линий до величины порядка $1/\gamma\tau_2$, а также в затухании сигналов спиновой прецессии и спинового эха. Спин-решёточная релаксация определяет величину стационарного поглощения энергии резонансного ВЧ-поля; кроме того, время τ_1 измеряется по восстановлению равновесной намагниченности после возбуждения мощным радиоимпульсом. Р. м. проявляется также в частотной зависимости динамич. *магнитной восприимчивости* — в частности, в релаксац. поглощении энергии на частотах порядка $1/\tau_1$ и $1/\tau_2$. Применяются сочетания резонансных и нерезонансных методов, двойные резонансы, магнитооптич. эффекты и пр. Обширную информацию о Р. м. в магнитоупорядоченных веществах даёт избират. возбуждение *спиновых волн* с помощью ВЧ-накачки, изучение спиновых нестабильностей, параметрических ВЧ-эффектов и пр.

Изучение Р. м. предоставляет ценную информацию о природе магнетизма в разл. веществах, позволяет исследовать спин-спиновые, спин-фононные и электронно-ядерные взаимодействия, атомно-молекулярную подвижность в конденсиров. средах. Р. м. играет существ. роль в работе устройств магн. памяти и магн. записи (см. *Памяти устройства*), во мн. случаях определяя их быстродействие и частотный диапазон; в методах получения сверхнизких темп-р с помощью адиабатич. размагничивания (см. *Магнитное охлаждение*); в квантовых парамагн. усилителях (мазерах); в эффектах динамич. поляризации ядер (см. *Ориентированные ядра*, *Оверхаузера эффект*) и т. д.

Лит.: Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Сливтер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых неметаллических парамагнетиках, М., 1975; Абрагам А., Рольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

В. А. Ацаркин.

РЕЛИ́КТОВОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — заполняющее Вселенную практически изотропное эл.-магн. излучение с чернотельным спектром и темп-рой ок. 2,7 К (*фоновое космическое излучение*), интерпретируемое как реликт нач. стадий её эволюции. Подробнее см. *Микроволновое фоновое излучение*.

РЕЛЯТИ́ВИСТСКАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ (лоренц-инвариантность) — независимость физ. законов и явлений от скорости движения наблюдателя (или, точнее, от выбора *инерциальной системы отсчёта*). Р. и. законов фундам. физ. взаимодействий означает невозможность ввести выделенную систему отсчёта и измерить «абс. скорость» тел. Принцип Р. и. возник в нач. 20 в. в результате обобщения разл. опытных данных, начиная с отрицат. результата экспериментов Майкельсона — Морли (1881—87) (см. *Майкельсона опыт*). Ныне наилучшие и наиб. многочисл. подтверждения Р. и. фундам. физ. взаимодействий дают опыты с элементарными частицами высоких энергий. Из принципа Р. и. вытекает существование нек-рой универсальной макс. скорости распространения всех физ. взаимодействий; эта скорость совпадает со скоростью света в вакууме. Математически Р. н. выражается в том, что ур-ния релятивистской механики Эйнштейна — Лоренца — Пуанкаре и электродинамики Максвелла (совокупность этих ур-ний образует спец. теорию относительности), а также теории сильного и слабого взаимодействий не изменяют своего вида, если входящие в них пространственно-временны́е координаты и физ. поля подвергаются *Лоренца преобразованиям*. Для построения релятивистски инвариантной теории гравитац. взаимодействия понятие Р. н. должно быть обобщено (см. ниже).

Фундам. свойством Р. и. является то, что она имеет место для пространства и времени вместе (а не по отдельности), т. к. преобразования Лоренца перемешивают пространственную и временну́ю координаты. Это привело к введению понятия пространства-времени — четырёхмерного псевдоевклидова многообразия, точками к-рого являются разл. события [А. Пуанкаре (H. Poincaré), Г. Минковский (G. Minkowski)]. Преобразование Лоренца можно интерпретировать как четырёхмерный гиперболич. поворот в этом многообразии.

В предельном случае относит. скоростей v, много меньших скорости света (когда пренебрегают всеми эффектами порядка v^2/c^2 и выше), Р. и. переходит в галилееву (нерелятивистскую) инвариантность — инвариантность относительно преобразования Галилея (см. *Галилея принцип относительности*).

Р. и. специальной (частной) теории относительности, к-рая является глобальной (в том смысле, что относит. скорость двух систем отсчёта и коэффициенты преобразований Лоренца постоянны во всём пространстве-времени), была обобщена в *общей теории относительности* Эйнштейна, где имеет место только локальная Р. и.— преобразования Лоренца относятся к дифференциалам координат, а их параметры зависят от точки. Понятие Р. и. было также обобщено (с сохранением осн. свойств) на многомерные теории физ. взаимодействий, в т. ч. гравитац. взаимодействия (см. *Калуцы — Клейна теория*, *Суперструны*).

А. А. Старобинский.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ КВА́НТОВАЯ МЕХА́НИКА — раздел теоретич. физики, в к-ром рассматриваются ре-

лятивистские квантовые законы движения микрочастиц (электронов и др.) в т. н. одночастичном приближении. Релятивистские эффекты велики при энергиях частицы, сравнимых с её энергией покоя. При таких энергиях может происходить рождение частиц (реальных или виртуальных), поэтому рассмотрение одной частицы в общем случае неправомерно. Последоват. описание свойств релятивистских квантовых частиц возможно только в рамках *квантовой теории поля*. Однако в нек-рых задачах образование частиц можно не учитывать и использовать волновые квантовые ур-ния, описывающие движение одной частицы (одночастичное приближение). Так находят, напр., релятивистские поправки к атомным уровням энергии (определяющие тонкую структуру). Такой подход является логически незамкнутым, поэтому Р. к. м., в к-рой рассматриваются задачи подобного типа, в отличие от релятивистской квантовой теории поля и нерелятивистской квантовой механики, не существует как последоват. теория. Основой расчётов в Р. к. м. служат релятивистские *Дирака уравнение* для электронов и др. частиц со спином $^1/_2$ и *Клейна — Гордона уравнение* для частиц со спином 0.

И. Ю. Кобзарев.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ КОВАРИА́НТНОСТЬ — см. *Ковариантность*.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ МЕХА́НИКА — раздел теоретич. физики, рассматривающий классич. законы движения тел (частиц) при скоростях v, сравнимых со скоростью света c. Р. м. основана на частной (спец.) теории относительности. Осн. ур-ния Р. м.— релятивистское обобщение 2-го закона Ньютона и релятивистский закон сохранения энергии-импульса — удовлетворяют требованиям принципа относительности Эйнштейна. Из них, в частности, следует, что скорость материальных объектов не может превышать c. При $v \ll c$ Р. м. переходит в классич. механику Ньютона. См. *Относительности теория*.

И. Ю. Кобзарев.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ПЛА́ЗМА — плазма, в к-рой ср. энергия хаотич. движения частиц хотя бы одного сорта превышает энергию покоя этих частиц. Чаще всего релятивистской является электронная компонента плазмы. Р. п. обладает рядом особенностей, в частности частота её ленгмюровских колебаний зависит от темп-ры (ср. энергии) электронов, а парные столкновения, вообще говоря, приводят к рождению новых частиц. Однако классификация колебаний и волн Р. п. качественно остаётся той же, что и для нерелятивистской плазмы (см. *Волны в плазме*).

В век-рых случаях релятивистские эффекты в плазме становятся существенными и при ср. энергии электронов, существенно меньшей их энергии покоя ($\approx$ 500 кэВ). Так, релятивистские поправки к мощности тормозного излучения плазмы значительны уже при темп-ре электронов, соотв. их кинетич. энергии 50—70 кэВ, а эффекты релятивистского изменения гирочастоты электронов в случае электронного циклотронного резонанса — при ещё меньшей темп-ре.

В лаб. условиях плазму с релятивистскими электронами получают в маги. ловушках, чаще всего в пробкотронах (см. *Открытые ловушки*), воздействуя на первоначально холодную плазменную мишень мощным эл.-магн. излучением в диапазоне электронной циклотронной частоты. Др. способ получения Р. п.— более или менее длит. пропускание через плазму-мишень пучка заряж. частиц: возбуждаемые пучком плазменные колебания также могут приводить к ускорению значит. части электронов до релятивистских энергий (см. *Плазменная электроника*). Дальнейший рост энергии электронов может происходить за счёт адиабатич. сжатия такой плазмы, осуществляемого наращиванием магн. поля пробкотрона (см. *Нагрев плазмы*).

Р. п. встречается в астрофиз. объектах, напр. в магнитосферах *пульсаров*. Через состояние Р. п. проходила Вселенная в целом (см. *Горячей Вселенной теория*).

Д. Д. Рютов.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ СКО́РОСТЬ — скорость v, близкая к скорости света c. Частица, движущаяся с Р. с., наз. р е л я т и в и с т с к о й. Энергия свободной релятивистской частицы

$$\mathscr{E}=m_0c^2/\sqrt{1-v^2/c^2}$$

сравнима или больше удвоенной энергии покоя частицы: $\mathscr{E} > 2m_0c^2$ (m_0 — масса покоя частицы); если $\mathscr{E} \gg m_0c^2$, частица наз. у л ь т р а р е л я т и в и с т с к о й.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ТЕО́РИЯ — см. *Относительности теория*.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ТЕРМОДИНА́МИКА — раздел *термодинамики*, изучающий преобразование термодинамич. величин при переходе от неподвижной системы к движущейся со скоростью, близкой к скорости света. Р. т. основывается на объединении идей специальной и общей теории относительности с классич. термодинамикой.

Осн. идеи Р. т. были разработаны М. Планком (M. Planck) и А. Эйнштейном (A. Einstein) в 1907 для случая спец. теории относительности. Обобщение Р. т. для случая общей *относительности теории* принадлежит в осн. Р. Толмену (R. Tolman, 1928).

Термодинамич. величины, такие, как энергия $\mathscr{E}$, импульс $\boldsymbol{p}$, объём V и давление P, при переходе от покоящейся системы к системе, движущейся со скоростью $\boldsymbol{u}$, преобразуются по релятивистским ф-лам:

$$\begin{aligned}\mathscr{E}&=(1-\beta^2)^{-1/2}(\mathscr{E}_0+\beta^2P_0V_0);\\ \boldsymbol{p}&=(\boldsymbol{u}/c^2)(1-\beta^2)^{-1/2}(\mathscr{E}_0+P_0V_0),\end{aligned} \qquad (1)$$

где $V=V_0(1-\beta^2)^{1/2}$, $P=P_0$, $\beta^2=u^2/c^2$. Индекс «ноль» означает, что величина рассматривается в собственной, неподвижной системе координат ($\boldsymbol{u}=0$); предполагается, что упругие напряжения создаются лишь скалярным давлением P_0, а скорость движущейся системы $\boldsymbol{u}$ постоянна.

Согласно первому началу классич. термодинамики, подведённая к системе теплота dQ и работа внеш. сил dA, произведённая над системой, связаны соотношениями

$$dQ=d\mathscr{E}-dA, \qquad (2)$$

$$dA=-PdV+\boldsymbol{u}d\boldsymbol{p}. \qquad (3)$$

Из (1) и (2) следует, что

$$dQ=(1-\beta^2)^{1/2}(d\mathscr{E}_0+P_0dV_0). \qquad (4)$$

Величина $\mathscr{E}_0+P_0V_0=Q_0$ есть *энтальпия*, или тепловая ф-ция. Следовательно, закон преобразования кол-ва теплоты при переходе к движущейся системе:

$$dQ=(1-\beta^2)^{1/2}dQ_0,\ \ Q=Q_0(1-\beta^2)^{1/2}. \qquad (5)$$

Сообщение системе скорости $\boldsymbol{u}$ можно рассматривать как адиабатич. процесс, при этом *энтропия* S остаётся неизменной и в движущейся, и в неподвижной системах ($S=S_0$), т. е. инвариантна относительно *Лоренца преобразований*. Инвариантность энтропии следует из того, что она связана с равновесным распределением вероятности, когда переходы в неравновесное состояние невозможны.

Согласно второму началу термодинамики,

$$dQ=TdS. \qquad (6)$$

Из сравнения (5) и (6) следует возможный закон преобразования темп-ры T при переходе от неподвижной системы к движущейся:

$$T=T_0(1-\beta^2)^{1/2}. \qquad (7)$$

Однако такая зависимость не обязательна, что [как выяснил Г. Отт (H. Ott, 1967) [2]] связано с произволом

в определении кол-ва теплоты. Передаваемую теплоту можно определить либо при пост. импульсе (как предложили Планк и Эйнштейн и что ведёт к ф-ле (7)), или при пост. скорости. Но т. к. в теории относительности импульс и скорость не пропорциональны, то второе определение δQ, связанное с передачей энергии при пост. импульсе, приводит к иному, чем (7), закону преобразования темп-ры в движущейся системе:

$$T=T_0/(1-\beta^2)^{1/2}. \qquad (8)$$

Это не вызывает к.-л. затруднений и противоречий, т. к. термодинамич. процесс рассматривается в системе покоя (см. [2], с. 165).

Неравновесная Р. т. была разработана К. Эккартом [3] для однокомпонентной жидкости или газа и обобщена в 1953 для смеси Г. Клютенбергом, С. де Гроотом и П. Мазуром [4]. Здесь также теплота и её поток определяются неоднозначно, а имеются две возможности — Эккарта [3] к Ландау и Лифшица [5].

Второе начало термодинамики можно сначала представить в релятивистской форме в галилеевых координатах [2]:

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu}\left(\varphi_0\frac{dx^\mu}{dS}\right)\delta x\delta y\delta z\delta t\geqslant\frac{\delta Q_0}{T_0}, \qquad (9)$$

где знак «больше» относится к неравновесным процессам, φ_0 — собств. плотность энтропии в заданной точке в заданный момент времени, измеряемая локальным наблюдателем, покоящимся относительно жидкости или рабочего вещества, dx^μ/dS — компоненты макроскопич. «скорости» жидкости в заданной точке в используемых координатах, δQ_0 — собств. теплота, измеряемая локальным наблюдателем, к-рая поступает в изучаемый элемент жидкости при собств. темп-ре T_0 за интервал времени наблюдения δt, входящий в ф-лу для четырёхмерного объёма $\delta x\delta y\delta z\delta t$.

Для того чтобы получить формулировку второго закона термодинамики с учётом общей теории относительности, нужно привлечь принцип *ковариантности* и *эквивалентности принцип* (см. [2], гл. 9).

Р. т. позволяет исследовать условия термодинамич. равновесия с учётом хим. и ядерных реакций, а также гравитац. поля. Одна из областей применения Р. т. — космологич. модели (см. *Космология*). Для разреженных газов Р. т. может быть разработана на основе релятивистской кинетич. теории и применении к системам лептонов, адронов, фотонов и электронов [6].

Лит.: 1) Паули В., Теория относительности, пер. с нем., 2 изд., М., 1983, гл. 3; 2) Толмен Р., Относительность, термодинамика и космология, пер. с англ., М., 1974; 3) Eckart C., The thermodynamics of irreversible processes. 3. Relativistic theory of the simple fluids, «Phys. Rev.», 1940, v. 58, p. 919; 4) Kluitenberg G. A., de Groot S. R., Mazur P., Relativistic thermodynamics of irreversible processes. 1—2, «Physica», 1953, v. 19, p. 689, 1079; 5) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988, гл. 15; 6) де Гроот С., ван Леувен В., ван Верт Х., Релятивистская кинетическая теория, пер. с англ., М., 1983.

Д. Н. Зубарев.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ЧАСТИ́ЦА — частица, кинетич. энергия к-рой $\mathscr{E}$ сравнима с энергией покоя mc^2 или больше её (m — масса частицы, c — скорость света). Скорость Р. ч. близка к скорости света. Если $\mathscr{E}\gg mc^2$, частица наз. *ультрарелятивистской*. Р. ч. получают в *ускорителях заряженных частиц*.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ЭЛЕКТРО́НИКА — раздел высокочастотной электроники, посвящённый использованию релятивистских электронных пучков (РЭП) и (или) релятивистских эффектов для усиления, генерирования и преобразования эл.-магн. колебаний и волн. Релятивистские эффекты проявляются, как правило, при скоростях электронов v, соизмеримых со скоростью света c ($v\sim c$), когда энергия электронов

$$\mathscr{E}=\frac{\mathscr{E}_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}=\mathscr{E}_0\gamma=\mathscr{E}_0+eU$$

существенно отличается от их энергии покоя $\mathscr{E}_0=m_0c^2=0{,}511$ МэВ, т. е. при $eU\gtrsim\mathscr{E}_0$, где U — ускоряющий потенциал; однако роль этих эффектов может быть определяющей и в устройствах со слаборелятивистскими $v^2\ll c^2$ электронными пучками (напр., в *мазерах на циклотронном резонансе* — МЦР). Поскольку повышение ускоряющего потенциала является наиб. действенным способом увеличения мощности электронных пучков (макс. ток в вакуумном канале возрастает в нерелятивистском случае по закону «трёх вторых»: $I_{\text{макс}}=AU^{3/2}$, а в ультрарелятивистском ($\gamma\gg1$) — пропорц. ускоряющему потенциалу $I_{\text{макс}}=BU$), то Р. э. представляет собой прежде всего область электроники больших мощностей. Вместе с тем ряд релятивистских эффектов позволяет получать когерентное эл.-магн. излучение с очень высокими частотами, недоступными для обычной нерелятивистской вакуумной электроники (см. *Лазеры на свободных электронах* (ЛСЭ)).

В Р. э. используются те же *синхронизмы* между электронами и эл.-магн. волнами (или, в общем случае, между спектральными компонентами ВЧ-полей), т. е. те же типы индукцион. излучения электронов, что и в нерелятивистской классической электронике (табл.); однако особенности релятивистской кинематики и динамики релятивистского электрона приводят к радикальным различиям между законами, определяющими работу релятивистских и соответствующих нерелятивистских приборов, а также создают возможности реализации высокоэфф. приборов, не имеющих близких нерелятивистских аналогов. К числу важнейших эффектов, используемых Р. э., можно отнести следующие.

1. Поскольку при $\gamma\to\infty$ зависимость скорости электронов от их энергии становится всё более слабой:

$$\frac{dv}{d\mathscr{E}}=\frac{v}{\mathscr{E}}\cdot\frac{1}{\gamma^2},$$

то в системах с прямолинейными и слабоискривлёнными электронными пучками (напр., в генераторах, основанных на индуцированных *Черенкова — Вавилова излучении* и *переходном излучении*, — *лампе бегущей волны* (ЛБВ), *лампе обратной волны* (ЛОВ), твистроне, оротроне) группировка пучка электронов, модулированного ВЧ-полем, происходит на всё больших пространственных масштабах. В результате оптим. длина пространства взаимодействия L растёт пропорц. квадрату энергии электронов: $L/\lambda\sim\gamma^2$, а продольную составляющую электрич. поля синхронной волны нужно

ВЧ-приборы с релятивистскими электронными пучками

Тип индуцированного излучения	Синхронизмы	Тип генератора (усилителя)
Черенкова—Вавилова	$\omega=k_\parallel v$	ЛБВ ЛОВ Оротрон Магнетрон
Переходное	$\omega\approx k_\parallel v$	Клистрон Монотрон Твистрон
Тормозное	$\omega=k_\parallel v+\omega_H$ $\omega=(k_\parallel+k)v$	Гиротрон МЦАР Убитрон (ЛСЭ)
Рассеяние волн (параметрическое)	$\omega-\omega_t=(k_\parallel+k_t)v$	Скаттрон

Примечание: ω и $k_\parallel$ — частота волны и продольное волновое число, ω_H — циклотронная частота, ω_t и k_t — частота волны и продольное волновое число накачки.

уменьшать, как γ^{-1} (тогда как в слаборелятивистском случае обе эти величины пропорц. корню из величины энергии электронов). Такой закон подобия благоприятствует созданию мощных релятивистских электронных ВЧ-генераторов с высокоселективными пространственно-развитыми эл.-динамич. системами.

2. При *тормозном излучении* электронов с ростом их энергии максимум спектральной интенсивности смещается в область частот, существенно превосходящих частоты, представленные в неравномерном (напр., осциллятором) движении частиц. Так, электрон, вращающийся с частотой Ω, излучает преим. на частотах $\omega \sim \gamma^3\Omega$ (*синхротронный эффект*), а электрон, совершающий малые колебания с частотой Ω и обладающий релятивистской поступат. скоростью $v_\parallel \approx c$, излучает в направлении своего поступат. движения на частотах $\omega \sim \gamma^2\Omega$ (релятивистский *Доплера эффект*). Аналогично этому при рассеянии волны на электроне, движущемся навстречу ей с релятивистской скоростью, частота рассеянного излучения в $\sim \gamma^2$ раз превышает частоту падающей волны (релятивистский *Комптона эффект*). Указанные эффекты открывают возможность для продвижения соответствующих ВЧ-генераторов — убитрона, мазера на циклотронном авторезонансе (МЦАР), скаттрона — в особо коротковолновые диапазоны.

3. Поскольку поперечная масса электронов в γ^2 раз меньше продольной, то в отсутствие статич. поля, к-рое ограничивало бы их поперечное движение, группировка электронного пучка под действием ВЧ-модуляции развивается в поперечном направлении гораздо быстрее, чем в продольном. Этот эффект используется в секционирован. приборах с поперечным отклонением электронов — гироконе и оптич. клистроне.

4. В потоке электронов, вращающихся в однородном магн. поле H_0, эл.-магн. волна вызывает инерционную группировку двух типов: а) продольную (относительно H_0), обусловленную неоднородностью ВЧ-поля; б) орбитальную, обусловленную релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии электронов. На этих эффектах основано действие МЦР, среди к-рых с точки зрения получения больших мощностей в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн наиб. перспективны при слабо- и умеренно-релятивистских энергиях электронов *гиротроны* (как генераторы, так и усилители), при ультрарелятивистских — МЦАР.

Согласно теории, кпд электронных ВЧ-генераторов и усилителей сохраняется в принципе на уровне ~10% при любых, сколь угодно больших энергиях электронов.

Для практич. реализации мощных релятивистских электронных ВЧ-приборов необходимы прежде всего источники интенсивных РЭП с достаточно малой дисперсией параметров, а также эл.-динамич. системы с достаточными селективностью и электропрочностью. РЭП, появившиеся еще в 1930-х гг. благодаря изобретению ускорителей, из-за ограниченности тока для генерации когерентного (коллективного) излучения были непригодны. Традиционная ВЧ-электроника освоила режимы с $U \gtrsim 100$ кВ, при к-рых релятивистские эффекты начинают заметно влиять на динамику электронов, в 1950-х гг.; теперь импульсная мощность усилит. клистронов и гироконов в диапазоне метровых и дециметровых волн достигает десятков МВт. С кон. 1950-х гг. в ВЧ-электронике начали использоваться и принципиально релятивистские эффекты. Первыми генераторами такого рода были МЦР (гиротроны); ныне непрерывная мощность гиротронов составляет величину ~ 300 кВт при $\lambda \sim 1$ см и превышает 1 кВт при $\lambda \sim 1$мм, мощность в импульсах длительностью 10^{-4}—10^{-1} с составляет величину ~100 кВт при $\lambda \sim 0{,}7$ мм и превышает 1 МВт при $\lambda \gtrsim 3$ мм.

Возможность создания релятивистских электронных ВЧ-генераторов повыш. мощности с импульсом длительностью 10^{-8}—10^{-6} с возникла в кон. 1960-х гг. благодаря появлению сильноточных электронных ускорителей. Для генерации используются пучки электронов с энергиями 0,5—2 МэВ и токами 1—100 кА. Наиб. внимание уделяется на относительно длинных ($\lambda \gtrsim 3$ мм) волнах генераторам, основанным на индуциров. черенковском излучении (релятивистским магнетрону, ЛОВ, оротрону и т. п.), а на относительно коротких ($\lambda \lesssim 3$ мм) волнах — генераторам, основанным на индуциров. тормозном излучении и рассеянии волн (релятивистскому убитрону, МЦАР и т. п.). В этих генераторах применяются как вакуумные, так и плазменные эл.-динамич. системы. Достигнутая к настоящему времени ВЧ-мощность при укорочении волны от 10 см до 0,5 мм монотонно спадает от 10 ГВт до 1 МВт.

В кон. 1970-х гг. появились ВЧ-генераторы, использующие в качестве инжекторов электронов линейные ускорители с повыш. ср. мощностью и тактовой частотой, позволяющей реализовать синхронизм между импульсами тока и эл.-магн. импульсом, последова-

Мощность генераторов когерентного электромагнитного излучения в зависимости от длины волны; ● — непрерывный режим, ■ — импульсный режим.

тельно отражающимся от зеркал открытого резонатора. Такие генераторы, представляющие собой разновидность убитронов, работающие при $\gamma \sim 10^2$, благодаря релятивистскому эффекту Доплера позволяют получать когерентное излучение в оптич. («лазерном») диапазоне и поэтому получили назв. лазеров на свободных электронах (рис.).

Приборы Р. э. находят применение в физ. эксперименте (воздействие мощного излучения на вещество, в частности на плазму) и считаются перспективными для техн. (в частности, радиотехн.) приложений.

А. В. Гапонов-Грехов, М. И. Петелин.

РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА — раздел физики, посвящённый изучению ядерных процессов, в к-рых частицы, составляющие ядерную материю, движутся со скоростями, близкими к скорости света c. Р. я. ф. сформировалась в 1970—72 в связи с экспериментами на пучках релятивистских ядер, полученных на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна, СССР) и на бетатроне (Беркли, США). Как составляющая часть первичного космич. излучения релятивистские ядра наблюдались с 1948 в космич. лучах.

Введение. Традиц. модели ядра как системы нуклонов рассматриваются в рамках нерелятивистской квантовой механики и описывают эксперим. факты, относящиеся к невысоким энергиям частиц — не более десятков и сотен МэВ (см. *Оболочечная модель ядра*). Релятивистские эффекты при таком подходе являются малыми поправками. В области относит. скоростей,

близких к скорости света c, теория ядерных процессов становится связанной с решением фундам. проблем теории квантовых полей. Для описания ядерных взаимодействий при скоростях ядерных частиц, близких к c, понятие нуклона становится неадекватным, а протон-нейтронная модель — недостаточной. В качестве составляющих частиц ядерной материи (квантов) начинают выступать *кварки* и *глюоны*, динамика к-рых определяется ур-ниями квантовой хромодинамики (см. *Кварковые модели*).

Инвариантные переменные. Характерное явление Р. я. ф.— множественное рождение частиц (рис. 1).

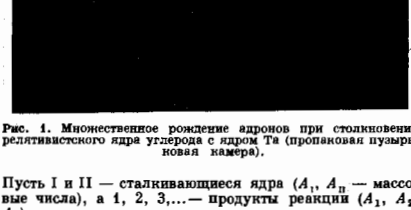


Рис. 1. Множественное рождение адронов при столкновении релятивистского ядра углерода с ядром Та (пропановая пузырьковая камера).

Пусть I и II — сталкивающиеся ядра (A_{I}, A_{II} — массовые числа), а 1, 2, 3,... — продукты реакции (A_1, A_2, A_3):

$$\text{I}+\text{II}\to 1+2+3+\dots$$

Эксперим. методики позволяют определить импульсы всех частиц p_i, p_k, их массы m_i, m_k, энергии $\mathscr{E}_i$, $\mathscr{E}_k$ (здесь индексы i, k обозначают и сталкивающиеся ядра и продуиты реакции). Эти величины связаны соотношением

$$\mathscr{E}_k^2-p^2=p_k^2=m_k^2$$

(в системе $h=c=1$), где p_k — четырёхмерный вектор импульса (см. *Скорость четырёхмерная*). Они служат основой для выбора кинематич. переменных, наиб. адекватно описывающих динамич. закономерности процессов.

Физически значимой характерпстикой пучков ядер является энергия, приходящаяся на 1 нуклон. Точно также энергию и импульс участвующих в реакции объектов надо делить на число составляющих их элементов (конституентов). Отношения импульсов *адронов* к их массам выступают в качестве характеристики ср. импульса, приходящегося на 1 конституент. Вследствие этого процессы в Р. я. ф. описывают в терминах инвариантных положит. величин (безразмерных):

$$b_{ik}=-\left(\frac{p_i}{m_i}-\frac{p_k}{m_k}\right)^2=-(u_i-u_k)^2, \qquad (1)$$

где u_i, u_k — 4-векторы скоростей. Т. к. $p_i^\mu/m_i^\mu=p_k^\mu/m_k^\mu=1$, то

$$b_{ik}=2(u_iu_k-1)=2[(\mathscr{E}_i\mathscr{E}_k-p_ip_k)/m_im_k-1].$$

В системе покоя одной из частиц, напр. k, $b_{ik}=2T_i/m_i$, где T_i — кинетич. энергия частицы i в системе покоя частицы k. Если частица k — ядро, то

$$b_{ik}=2T_i/A_im_0,$$

где $m_0=931$ МэВ (~ 1 ГэВ) — *атомная единица массы* (АЕМ). Для взаимодействия ядер i и k величина b_{ik} является кинетич. энергией одного из ядер, приходящейся на 1 нуклон и выраженной в АЕМ (практически — в ГэВ).

Распределения вероятностей W (сечения) процессов зависят только от b_{ik} и не зависят от энергии, передачи импульса и т. п. (при фиксированных b_{ik}). Это позволяет воспользоваться методами *подобия теории*. Помимо соображений размерности и инвариантности в теории подобии используется гипотеза о том, что решения (в нашем случае — сечения) обладают асимптотич. поведением. Если разбить совокупность экспериментально определяемых величин на 2 группы $\{\dots b_{ik}\dots\}\alpha$ и $\{\dots b_{ik}\dots\}\beta$, то принцип самоподобия (автомодельности) приводит при достаточно больших α и β к соотношению

$$W(b_{\alpha k},b_{\beta k},b_{\alpha\beta},\dots)=b_{\alpha\beta}^{-n}W^1(b_{\alpha k},x_k). \qquad (2)$$

Здесь индексы α, β могут относиться как к частицам, так и к образующимся комплексам частиц (кластерам), $x_k=b_{\alpha k}/b_{\alpha\beta}$. Из (2) видно, что W^1 не зависит от $b_{\alpha\beta}$ (только от x_k) и обладает по этой переменной автомодельностью. Число n определяется из теории и измеряется в эксперименте. Из двух параметров подобия $b_{\alpha k}$ и x_k только x_k является масштабно инвариантным (см. *Масштабная инвариантность*).

Важным результатом обобщения эксперим. наблюдений является ослабление взаимодействия объектов α и β (ядер, адронов, кластеров в пространстве 4-скоростей) при увеличении их относит. скорости (при больших $b_{\alpha\beta}$). Это свойство может быть записано в виде

$$W^1-W^\alpha W^\beta\to 0, \qquad (3)$$

где W^α, W^β — вероятности процессов для подсистем α и β. Объединение свойств (2) и (3) даёт

$$W=b_{\alpha\beta}^{-n}W^\alpha W^\beta. \qquad (4)$$

Распределения частиц в пространстве 4-скоростей распадаются на кластеры — группы точек u_i, расстояния между к-рыми $b_{ik}=-(u_i-u_k)^2$ значительно меньше ср. расстояния между всеми точками ансамбля. Изучение кластеризации в множественном образовании частиц позволило получить релятивистски инвариантное описание *струй* — резко направленных выбросов адронной материи при столкновении частиц и ядер. Согласно существующим представлениям струи являются продуктами превращения в адроны кварка или глюона, выбитого при столкновении исходных частиц. Изучение образования струй в столкновениях ядро — ядро важно для выяснения возможностей *квантовой хромодинамики* в описании микроструктуры атомных ядер. Исследование струй показало, что они в осн. состоят из *пи-мезонов*. В системе покоя кластера α ($u_\alpha=0$) кинетич. энергия пиона составляет 150 МэВ.

Классификация ядерных взаимодействий. Величины b_{ik} определяют области применимости моделей, описывающих механизмы взаимодействия частиц. Зависимость сечений взаимодействия от b_{ik} различна в разных интервалах их значений. Анализ множественных процессов при столкновениях релятивистских ядер указывает на существование неск. характерных диапазонов значений b_{ik}. При $b_{ik}\sim 10^{-2}$ можно рассматривать внутриядерное движение нуклонов, определяемое ср. кинетич. энергией движения нуклонов в ядрах. При $10^{-2}<b_{ik}<1$ столкновения ядер можно рассматривать как столкновения квазисвободных нуклонов с распределением по импульсам внутр. движения, задаваемым обычной ядерной динамикой. При $b_{ik}\sim 1$ следует рассматривать движение связанных кварков. При $b_{ik}\gg 1$ можно говорить о столкновениях квазисвободных кварков. Значение b_{ik}, начиная с к-рого реализуются режимы, обусловленные преобладанием кварковых степеней свободы, определяется условием

$$b_{ik}\gtrsim 5-8. \qquad (5)$$

Это соответствует относит. скоростям частиц $v>0{,}95\,c$.

Применение критерия (5) к столкновению ядер I и II даёт величину кинетич. энергии, необходимой

для изучения кварковых степеней свободы. Это означает, что при энергиях ядер $T > 3$—$4{,}7A$ ГэВ наступает асимптотич. режим, называемый предельной фрагментацией ядер. В этой области энергий спектр вторичных частиц (фрагментов ядер, пионов, каонов и т. д.) не зависит от энергии и сорта налетающей частицы (ядра, адрона, фотона, лептона). Это соответствует общей закономерности (4) при $\alpha = \mathrm{I}$, $\beta = \mathrm{II}$.

В области предельной фрагментации ядер обнаружен ядерный *кумулятивный эффект*. Он состоит в рождении в неупругих ядро-ядерных (адрон-ядерных) столкновениях частиц, энергия к-рых превышает максимально возможную для взаимодействия с отд. нуклонами ядер. Кварковые степени свободы играют нек-рую роль и в ядерных реакциях при $b_{ik} < 1$ и даже при $b_{ik} \sim 10^{-2}$ в свойствах осн. состояний ядер. Это связано с тем, что ср. расстояния между нуклонами в ядре сравнимы с радиусом пленения (конфайнмента) кварков. Существует вероятность туннелирования, перемешивания и даже обобществления кварков, принадлежащих отд. нуклонам. Эксперим. данные по ядерному кумулятивному эффекту свидетельствуют также о том, что в ядре наряду с нуклонами возникают «капельки» *кварк-глюонной плазмы* и что ядра могут рассматриваться как гетерофазные системы, представляющие собой смесь нуклонной и кварк-глюонной фаз.

Образование ядерных фрагментов. Реакции с релятивистскими ядрами в области $b_{\mathrm{I\,II}} > 1$, но при b_{III} (1—ядерный фрагмент) или b_{11} порядка 10^{-2} описываются протон-нейтронной моделью ядра. Учёт кварковых степеней свободы в этой области даёт такие же малые поправки, как и для характеристик основных и низковозбуждённых состояний ядер. Сечение реакций столкновения ядер I и II с образованием ядерного фрагмента 1 расщепления ядра II имеет вид

$$\frac{d\sigma}{db_{\mathrm{III}}} = \frac{F(b_{\mathrm{III}})}{(b_{\mathrm{III}}+\alpha_{\mathrm{III}})^n} \qquad (6)$$

при $b_{\mathrm{III}} > 1$, $b_{\mathrm{III}} \sim \alpha_{\mathrm{III}} = 2\mathscr{E}_{\mathrm{III}}(m_{\mathrm{II}} - m_1)/m_{\mathrm{II}}m_1 \approx 10^{-2}$. Здесь $\mathscr{E}_{\mathrm{III}}$ — энергия связи фрагмента 1 в ядре II, m_1 — масса фрагмента, F — слабо меняющаяся ф-ция. Это соответствует ф-ле (4) при $\alpha = \mathrm{I}$, $\beta = \mathrm{II}$ и $n = 2$.

Процессы с перераспределением нуклонов дают осн. вклад в полное сечение взаимодействия релятивистских ядер. На рис. 2 приведено распределение по продольному импульсу p_1^* ядер изотопов C, образующегося при столкновении релятивистских ядер ^{16}O с

Рис. 2. Зависимость дифференциальных сечений образования изотопов углерода от их продольного импульса p^* в реакции ^{16}O + Be → C при их энергии ядер кислорода 2,1 ГэВ (единицы произвольные).

ядрами Be. Сечения процесса определяются ф-лой (6); условие $b_{\mathrm{III}} = 0$ даёт положение максимумов, а величина α_{III} — их ширины. Малость α_{III} обусловливает большую величину полного сечения взаимодействия ядер. Зависимость сечения (6) от α_{III} определяет его зависимость от A_{II} и A_{I}, т. к. $m_{\mathrm{II}} = A_{\mathrm{II}}m_0$, $m_1 = A_1m_0$.

При достаточно больших величинах импульсов $|p_{\mathrm{II}}|$ и $|p_1|$ величина b_{III} зависит только от отношения $|p_{\mathrm{II}}|/|p_1|$, т. е. имеет место инвариантность по отношению к замене импульсов:

$$|p_{\mathrm{II}}| \to \lambda |p_{\mathrm{II}}|, \quad |p_1| \to \lambda |p_1|,$$

где λ — константа. Эта зависимость отчётливо проявляется в образовании ядерных фрагментов, α-частиц, дейтронов, протонов (*ядерный скейлинг*).

Реакции перераспределения нуклонов между ядерными фрагментами при $b_{\mathrm{III}} \sim 10^{-2}$—$10^{-1}$ важны для обнаружения и исследования короткоживущих радионуклидов, а также для получения пучков нестабильных барионных систем (напр., *гиперядер*). В области $0{,}1 \leqslant b_{\mathrm{III}} \lesssim 1$ кварковые степени свободы играют существ. роль в перестройке взаимодействующих адронных систем. Т. к. сечения взаимодействия здесь относительно большие, то возможны исследования кварковых систем, отличающихся от обычных трёхкварковых (*барионы*) или кварк-антикварковых (*мезоны*), напр. дибарионных.

Предельная фрагментация ядер. Сечение рождения частицы 1 в области предельной фрагментации ядра II можно определить исходя из ф-лы (4) при $\alpha = 1$, $\beta = 2$, $n = 0$:

$$m_1^{-2}\, d^3\sigma/db_{\mathrm{III}}\, dx_1 = F^1F^{\mathrm{II}}(b_{\mathrm{III}}, x_1). \qquad (7)$$

Здесь F^1 — множитель, слабо зависящий от $b_{\mathrm{I\,II}}$ (т. е. от энергии столкновения), свойств ядра II и частицы 1; $x_1 = b_{\mathrm{II}}/b_{\mathrm{III}} = u_1^* - u_1^*$, где $u_1^* = \mathscr{E}_1/m_1$, $u_1^z = p_1^z/m_1$ (u^z и p^z — проекция скорости и импульса на направление пучка). В случае $b_{\mathrm{II}} \geqslant b_{\mathrm{I\,II}}$ обычно регистрируются вторичные частицы, вылетающие из мишеней под углом больше 90° по отношению к направлению пучка ядер (нуклонов, мезонов, фотонов). Универсальность энергетич. и угл. зависимостей образующихся частиц 1 (пионов, каонов) наблюдалась в широком интервале энергий столкновения, соответствующих $1 < b_{\mathrm{I\,II}} \lesssim 10^3$.

Представления о динамике образования частиц в области предельной фрагментации основаны на том, что в столкновениях ядер участвуют их малые части, несущие доли импульса, равные $(X_{\mathrm{I}}/A_{\mathrm{I}})p_{\mathrm{II}}$, $(X_{\mathrm{II}}/A_{\mathrm{II}})p_{\mathrm{II}}$. Эти части (*партоны*) могут быть кварками и глюонами. Из законов сохранения энергии-импульса, записанных в виде

$$(X_{\mathrm{I}}/A_{\mathrm{I}})p_{\mathrm{I}} + (X_{\mathrm{II}}/A_{\mathrm{II}})p_{\mathrm{II}} = \sum_i p_i,$$

следует, что для предельной фрагментации ядра II при $b_{\mathrm{I\,II}} \gg 1$ необходимо условие

$$X_{\mathrm{II}} > (m_i/m_0)x_1.$$

Здесь m_i — масса мезона 1. Т. о., X_{I} и X_{II} — мин. число нуклонов, допускаемое законами сохранения для образования частицы с заданной величиной x_1. Кумулятивный эффект можно определить как реакции образования частиц, описываемые ф-лой (7) (т. е. при $b_{\mathrm{II}} \gtrsim b_{\mathrm{I\,II}} \gg 1$) при $X_{\mathrm{II}} > 1$. Величины $F^{\mathrm{II}}(b_{\mathrm{III}}, x_1 = (m_0/m_1)X_{\mathrm{II}})$ являются фундам. характеристиками каждого ядра, т. к. система кумулятивная частица — ядро представляет собой, так же, как и кластеры, изолиров. систему. Для случая, когда поперечный импульс регистрируемой частицы $p_1^{\perp} = 0$:

$$F^{\mathrm{II}} \propto A_{\mathrm{II}} \exp(-X_{\mathrm{II}}/\langle X_{\mathrm{II}}\rangle), \qquad (8)$$

где $n \approx 2/3 + (1/3)X_{\mathrm{II}}$ при $0{,}5 \leqslant X_{\mathrm{II}} \leqslant 1$, $n \approx 1$ при $X_{\mathrm{II}} > 1$, $A_{\mathrm{II}} > 25$.

Зависимость (8) при $X_{II} > 1$ универсальна для ядер от Не до U (рис. 3, 4). Величина $\langle X_{II} \rangle = 0{,}14$ и с точностью ~10% одинакова для всех ядер. Постоянство $\langle X_{II} \rangle$ для всех изученных ядер и всех b_{II} указывает на то, что эта величина является универсальным параметром ядерной материи.

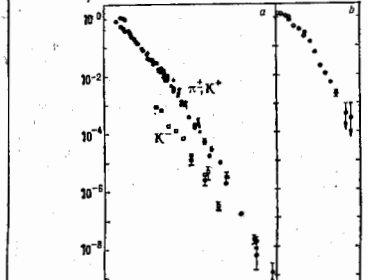


Рис. 3. Зависимость структурной функции ядер F^A от X^A, определённая из сечения кумулятивного образования π^- и К-мезонов в протон-ядерных взаимодействиях.

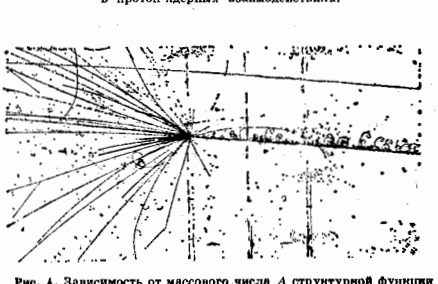


Рис. 4. Зависимость от массового числа A структурной функции ядер F^A в кумулятивной области ($X^A > 1$).

Экспериментальные методы требуют достаточно интенсивных пучков релятивистских ядер. Для ускорения ядер обычно используют фазированные *синхротроны протонные*. Получение пучков ионов с максимально возможным зарядом осуществляется либо предварит. ускорением малозарядных ионов, получаемых от обычных *ионных источников* с последующей полной «обдиркой» электронов на твёрдых и газообразных мишенях, либо путём использования спец. ионных источников, в к-рых образуются «голые» ядра (необходимо для устойчивого ускорения). Запуск в Дубне ускорителя «Нуклотрон» (1992) в сочетании с синхрофазотроном даёт возможность ускорения ядер вплоть до U при высоких пространственно-временных характеристиках пучков.

Для изучения возбуждённых кластеров в пространстве 4-скоростей эффективны *трековые детекторы частиц*, позволяющие регистрировать множественное рождение частиц в условиях 4π-геометрии (*пузырьковые камеры* и др.).

Максимальная для данного ускорителя энергия ядер $T_{II}/A_{II} = m_0 b_{1\,II}/2$ определяет возможность наблюдения явлений, связанных с высвобождением цветных степеней свободы. При $b_{1\,II} \gtrsim 10$ образуются барионные кластеры размером, определяемым условием $\langle b_k \rangle \lesssim 0{,}1$. Ср. расстояние между кластерами порядка 1. При $b_{1\,II} \gtrsim 50$ формируются струи. Размер струи $\langle b_k \rangle \approx 4$. Струи разделяются, если расстояние между ними $b_{ss} \sim 10$. При $b_{1\,II} \gtrsim 200$ происходит множественное образование струй. Область $b_{1\,II} \gtrsim 10^3$ будет достигнута после создания ядерных *коллайдеров*.

Лит.: Балдин А. М., Физика релятивистских ядер, «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, № 3, с. 429; Ставинский В. С., Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент), «ЭЧАЯ», 1979, т. 10, № 5, с. 949; Efremov A. V., Quark-parton picture of the cumulative production, «Progr. Part. and Nucl. Phys.», 1981, v. 8, p. 345; Frankfurt L. L., Strikman M. I., High energy Phenomene Short-Range nuclear structure and QCD, «Phys. Repts», 1981, v. C76, p. 216; Baldin A. M., Study of the nuclei AS quark-gluon systems in relativistic nuclear collisions, «Nucl. Phys.», 1986, v. A447, p. 203; Baldin A. M., Didenko L. A., Asymptotic properties of Hadron Matter in relative 4-velocity space, «Forschr. Phys.», 1990, v. 38, № 4, p. 261.

А. М. Балдин.

РЕЛЯТИВИ́СТСКИЕ ЭФФЕ́КТЫ — физ. явления, наблюдаемые при скоростях тел (частиц) v, сравнимых со скоростью света c. К ним относятся: релятивистское сокращение продольных (в направлении движения тела) длин, релятивистские замедление времени, увеличение массы тела с ростом его энергии и т. п., рассматриваемые в частной (специальной) *относительности теории*. Для квантовых систем частиц (атомов, атомных ядер и др.), в к-рых относит. движение частиц происходит со скоростями $v \ll c$, Р. э. дают поправки к уровням энергии, пропорц. степеням отношения v/c (см., напр., *Спин-орбитальное взаимодействие*). Релятивистскими наз. также эффекты общей теории относительности (релятивистской теории тяготения), напр. эффект замедления течения времени в сильном гравитац. поле (см. *Тяготение*).

И. Ю. Кобзарев.

РЕ́НИЙ (Rhenium), Re,— хим. элемент побочной подгруппы VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 75, ат. масса 186,207. Природный Р. состоит из двух изотопов: стабильного ^{185}Re (37,40%) и слабо β⁻-радиоактивного ^{187}Re (62,60%, $T_{1/2} = 4{,}3 \cdot 10^{10}$ лет). Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^5 6s^2$. Энергии последоват. ионизации 7,87 и 16,6 эВ соответственно. Атомный радиус 0,137 нм, радиус иона Re^{6+} 0,052 нм. Значение электроотрицательности 1,46.

В свободном виде Р.— пластичный серебристо-серый металл с гексагональной плотноупакованной решёткой, её постоянные $a = 0{,}2757$ и $c = 0{,}4463$ нм. Плотность 21,03 кг/дм³, $t_{пл}$ = 3190 °С, $t_{кип}$ ок. 5600 °С. Уд. теплоёмкость c_p = 25,2 Дж/моль·К, теплота плавления 33 кДж/моль, теплота сублимации 744 кДж/моль. Темп-ра Дебая 415 К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 1,7 К. Уд. электрич. сопротивление 0,172 мкОм·м, термич. коэф. электрич. сопротивления $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ (при 0—100 °С). Парамагнетик, магн. восприимчивость $\chi = 0{,}373 \cdot 10^{-9}$. Теплопроводность 59—71 Вт/(м·К); Термич. коэф. линейного расширения $6{,}6 \cdot 10^{-6}$К⁻¹ (при 20—500 °С). Твёрдость по Бринеллю 1,3—1,5 ГПа, модуль упругости 467 ГПа. Высокопластичен, при 194 °С монокристалл выдерживает изгиб на 96°.

По хим. свойствам аналогичен Mn. В соединениях проявляет степени окисления от −1 до +7.

Р. применяют как эмиттер электронов (рениевые острия в автокатодах, катоды в масс-спектрометрах и т. д.), в электронной аппаратуре (подогреватели катодов и т. п.). Р. и его сплавы с W и Mo используют для изготовления термопар. В качестве радиоактивного индикатора служат ^{186}Re (электронный захват, β⁻-распад, $T_{1/2}$ = 90,6 ч) и др. радионуклиды Р.

С. С. Бердоносов.

РЕПОРМАЛИЗАЦИО́ННАЯ ГРУ́ППА (ренорм-группа) в теоретической физике — однопараметрич. группа преобразований, состоящих в из-

менении масштаба (или операции сдвига) одной из физ. величин (аргумента) и в одноврем. изменении функцион. зависимости от неё др. физ. величин. Р. г. возникает, когда матем. описание физ. задачи включает выбор частного решения, удовлетворяющего граничному условию при некотором значении аргумента (в нек-рой точке нормировки), а инвариантность относительно преобразований Р. г. отражает независимость физ. содержания от выбора точки нормировки.

Р. г. была впервые обнаружена в *квантовой теории поля* (КТП) Э. Штюкельбергом (E. Stueckelberg) и А. Петерманом (A. Peterman) в 1953, где она может быть сформулирована как группа преобразований осн. характеристик (вершинных ф-ций, одетых *пропагаторов*, перенормированных *констант взаимодействия*) и одновременно параметра, фиксирующего масштаб шкалы импульсных переменных (см. ниже). В 1955 Н. Н. Боголюбов и Д. В. Ширков предложили регулярный метод улучшения результатов квантовополевой теории возмущений — метод Р. г., к-рый был ими эффективно применён к исследованию УФ- и ИК-особенностей в *квантовой электродинамике* (КЭД).

Наиб. важная область применения метода Р. г. в КТП связана с анализом УФ-асимптотик, т. е. с поведением решений на малых (в микроскопич. смысле) расстояниях. С помощью метода Р. г. в нач. 1970-х гг. обнаружено свойство *асимптотической свободы* неабелевых калибровочных теорий, явившееся теоретич. основой объяснения партонной модели строения адронов (см. *Партоны*) и приведшее к формулировке совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики*.

Примерно в это же время метод Р. г. был перенесён К. Вильсоном (K. Wilson) из КТП в теорию *критических явлений* и использован для вычисления характеристик *фазовых переходов*. Впоследствии этот метод был плодотворно использован в др. разделах теоретич. физики: теории турбулентности, физике *полимеров*, теории переноса, магн. гидродинамике и нек-рых других, содержащих статистич. описание физ. явлений. Основой для применения методов Р. г. в отд. случаях служит теорема эквивалентности задачи вычисления *корреляционных функций* данной статистич. модели и задачи вычисления *Грина функций* нек-рой квантовополевой модели. Первоначально такая эквивалентность была установлена для статистич. моделей равновесной термодинамики, а затем этот результат был распространён на ряд задач стохастич. динамики.

Общий взгляд на природу преобразований Р. г. в различных, далёких друг от друга областях может быть сформулирован с помощью понятия функционального подобия, обобщающего известное в гидро- и газодинамике представление о степенном подобии, или *автомодельности*. Простейшее преобразование функцион. автомодельности затрагивает две физ. величины x и g и имеет вид

$$R(t)=\{x\to x'=xt,\ g\to g'=\overline{g}(t,g)\},$$

где t — непрерывный параметр преобразования, изменяющий шкалу переменной x, а $\overline{g}$ — ф-ция, удовлетворяющая функциональному ур-нию

$$\overline{g}(t,\tau)=\overline{g}(t,\overline{g}(\tau,g)), \qquad (1)$$

в силу к-рого преобразования $R(t)$ обладают групповым свойством $R(t)R(\tau)=R(t\tau)$ и образуют непрерывную *группу* (Ли группу). В частном случае, когда $\overline{g}$ линейна по второму аргументу, решение ур-ния (1) имеет вид $\overline{g}(t,\ g)=gt^k$, где k — произвольное число, и преобразование $R(t)$ принимает вид преобразования степенного подобия. Поэтому в общем случае преобразование $R(t)$ оказывается функциональным обобщением последнего.

Использование Р. г. в разных областях физики в каждом случае опирается на пару величин типа x и g, для к-рых могут быть сформулированы преобразования функционального подобия. Так, в КЭД (ниже для простоты в безмассовом случае, или, что эквивалентно, в УФ-пределе) такую пару образуют квадрат 4-импульса фотона k^2 и значение электрич. заряда электрона $e(\mu^2)$, измеренное виртуальным фотоном с $k^2=\mu^2$, т. е. в точке нормировки μ^2 (в статье принята система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Ренормгрупповое преобразование безмассовой КЭД может быть записано в виде

$$R(t)=\{\mu^2\to t\mu^2,\ \alpha\to\overline{\alpha}(t,\alpha)\},$$

где вместо заряда e использована величина $\alpha=e^2/4\pi$, являющаяся параметром разложения теории возмущений. Ф-ция $\overline{\alpha}$, пропорциональная квадрату *эффективного заряда* электрона, удовлетворяет функциональному ур-нию (1).

Поскольку группа Ли может быть полностью охарактеризована своим бесконечно малым элементом, вместо функциональных ур-ний можно рассматривать дифференциальные, отвечающие преобразованиям $R(t)$ при t, близких к единице. Такое ур-ние для $\overline{\alpha}$ может быть записано в виде

$$t\frac{\partial\overline{\alpha}(t,\alpha)}{\partial t}=\beta[\overline{\alpha}(t,\alpha)], \qquad (2)$$

где ф-ция $\beta(\alpha)$, представляющая собой *генератор группы*, определена соотношением

$$\beta(\alpha)=\frac{\partial\overline{\alpha}(\xi,\alpha)}{\partial\xi}\Big|_{\xi=1}. \qquad (3)$$

Метод Р. г., о к-ром говорилось выше, состоит в том, что β-функция определяется по ф-ле (3), в правой части к-рой используют для $\overline{\alpha}$ приближённое выражение из теории возмущений.

Напр., в КХД, исходя из результатов однопетлевой теории возмущений (ТВ) в УФ-области для эфф. константы сильного взаимодействия

$$\overline{\alpha}_s^{\text{ТВ}}(t,\alpha_s)=\alpha_s-b_1\alpha_s^2\ln t+0\left(\alpha_s^3\right),\ b_1>0,$$

по ф-ле (3) получают $\beta(\alpha_s)=-b_1\alpha_s^2$. Используя это выражение в (2) и интегрируя полученное нелинейное дифференц. ур-ние, находят

$$\overline{\alpha}_s^{\text{РГ}}(t,\alpha_s)=\alpha_s/(1+b_1\alpha_s\ln t). \qquad (4)$$

Это выражение является точным решением дифференц. ур-ния (2) [и группового функционального ур-ния (1)]. В то же время при разложении в ряд по α_s оно даёт соответствие с использованным приближённым выражением $\overline{\alpha}_s^{\text{ТВ}}$. Поэтому можно сказать, что метод Р. г. даёт синтез теории возмущений и ренормгрупповой инвариантности. Полученное выражение (4) содержит сумму всех «главных» логарифмич. вкладов вида $\alpha_s(\alpha_s\ln t)^n$ и может быть использовано вплоть до бесконечно больших значений t. Как можно показать, параметр t здесь следует отождествить с отношением k^2/μ^2, где k^2 — квадрат 4-импульса, а μ^2 — точка нормировки (т. е. его значение, использованное для определения численного значения константы α_s), $\alpha_s\equiv\overline{\alpha}_s(k^2=\mu^2)$. Поэтому предел $t\to\infty$ отвечает УФ-асимптотике $k^2\to\infty$. Из ф-лы (4) теперь видно, что в этом пределе $\overline{\alpha}_s\to 0$, что и соответствует асимптотической свободе.

Учёт высших членов теории возмущений при определении генератора $\beta(\alpha)$ в принципе позволяет систематически улучшать ф-лы видв (4). Так, в КХД осн. рабочей ф-лой для эфф. заряда $\overline{\alpha}_s$ является ренормгрупповая ф-ла 2-петлевого приближения, к-рая наряду с

«главными» вкладами суммирует также вклады вида $a_n^s(\alpha_n \ln t)^m$ и в области больших t содержит зависимость от $\ln\ln t$, не возникающего в самой теории возмущений.

Ренормгрупповые ф-лы вида (4) для эфф. констант связи *электрослабого взаимодействия* и сильного взаимодействия явились исходным материалом при формулировке гипотезы *великого объединения* взаимодействий. Матем. аппарат великого объединения основан на системе связанных дифференц. ур-ний для неск. эфф. констант связи, являющейся обобщением ур-ния (3).

В теории критич. явлений пару (x, g) образуют размер эффективного спинового блока и константа спиновой связи соседних блоков, в теории полимеров — размер эффективного элементарного звена полимерной цепи и сила взаимодействия между соседними звеньями и т. д.

Метод Р. г., предложенный более 30 лет назад для анализа УФ-поведения, всё шире используется в разл. областях физики.

Лит.: Stueckelberg E., Petermann A., La normalisation des constantes dans la theorie des quanta, «Helv. Phys. Acta», 1953, v. 26, p. 499; Gell-Mann M., Low F., Quantum electrodynamics at small, «Phys. Rev.», 1954, v. 95, p. 1300; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Приложение ренормализационной группы к улучшению формул теории возмущений, «ДАН СССР», 1955, т. 103, № 3, с. 391; их же, Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 9; Вильсон К., Когут Дж., Ренормализационная группа и ε-разложение, пер. с англ., М., 1975; De Dominicis C., Martin P. C., Energy spectra of certain randomly-stirred fluids, «Phys. Rev. A», 1979, v. 19, № 1, p. 419; Аджемян Л. Ц., Васильев А. Н., Письмак Ю. М., Ренормгрупповой подход в теории турбулентности, «ТМФ», 1983, т. 57, № 2, с. 268; Ширков Д. В., Ренормгруппа и функциональная автомодельность в различных областях физики, «ТМФ», 1984, т. 60, с. 218; Белокуров В. В., Ширков Д. В., Теория взаимодействий частиц, М., 1986, § 13; Ширков Д. В., Новый метод теоретической физики, в сб.: Наука и человечество. 1987, М., 1987.

Д. В. Ширков.

РЕНОРМАЛИЗАЦИО́ННАЯ ИНВАРИА́НТНОСТЬ — требование самосогласованности процедуры перенормировки, состоящее в том, что наблюдаемые физ. величины, вычисленные с помощью первоначальных и изменённых — ренормированных — параметров теории (масс, констант взаимодействия), должны совпадать. Ренормированные параметры можно вводить поразному (см. *Перенормировки*); переходы от одного способа введения параметров к другому составляют *ренормализационную группу*.

А. В. Ефремов.

РЕНОРМГРУ́ППА — см. *Ренормализационная группа.*

РЕНОРМИРО́ВКА — см. *Перенормировки.*

РЕНТГЕ́Н (Р, R) — внесистемная единица экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений, определяемая по их ионизирующему действию на сухой атм. воздух. Назв. в честь В. К. Рентгена (W. K. Röntgen). При облучении 1 см³ воздуха дозой в 1 Р образуется такое кол-во положит. и отрицат. ионов, что суммарный заряд каждого знака равен единице заряда СГС. 1 Р = 2,57976·10⁻⁴ Кл/кг.

РЕНТГЕ́НА ОПЫТ — один из классич. экспериментов по *электродинамике движущихся сред*, доказавший, что ток связанных зарядов (ток Рентгена), возникающий при движении наэлектризов. диэлектрика, по своему магн. действию тождествен с током проводимости и с конвекц. током свободных зарядов (током Роуланда; см. *Роуланда опыт*). Осуществлён в 1888 В. К. Рентгеном (W. K. Röntgen).

Плотность тока Рентгена ($j_{\text{связ}}$), обусловленного перемещением связанных зарядов плотностью $\rho_{\text{связ}}$ с малой скоростью $\boldsymbol{u}$ ($u \ll c$), равна

$$\boldsymbol{j}_{\text{связ}} = \rho_{\text{связ}}\boldsymbol{u},\ \rho_{\text{связ}} = -\operatorname{div}\boldsymbol{P},\ \boldsymbol{P} = \frac{\varepsilon-1}{4\pi}\boldsymbol{E}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{P}$ — поляризация диэлектрика во внеш. электрич. поле $\boldsymbol{E}$, ε — диэлектрич. проницаемость. Наличие тока связанных зарядов означает, что в движущемся поляризов. диэлектрике появляется намагниченность с плотностью магн. момента $\boldsymbol{M}$, равной

$$\boldsymbol{M} = [\boldsymbol{P}\boldsymbol{u}/c]. \qquad (2)$$

Это видно из того, что $j_{\text{связ}} = -\boldsymbol{u}\operatorname{div}\boldsymbol{P} = \operatorname{rot}[\boldsymbol{P}\boldsymbol{u}] = \operatorname{rot}\boldsymbol{M}$, где предпоследнее равенство справедливо при пост. скорости $\boldsymbol{u}$. Соотношение (2) автоматически получается из материальных ур-ний Минковского (см. *Оптика движущихся сред*), к-рые для медленно движущихся немагнитных (магн. проницаемость $\mu = 1$) сред можно записать в виде

$$\boldsymbol{P} = (\boldsymbol{D}-\boldsymbol{E})/4\pi = [(\varepsilon-1)/4\pi]\{\boldsymbol{E} + [(\boldsymbol{u}/c)\boldsymbol{B}]\},$$
$$\boldsymbol{M} = (\boldsymbol{B}-\boldsymbol{H})/4\pi = [(\varepsilon-1)/4\pi]\{(\boldsymbol{u}/c)\boldsymbol{E}\}, \qquad (3)$$

или $\boldsymbol{P} = [\boldsymbol{M}\boldsymbol{u}/c]$, $\boldsymbol{M} = [\boldsymbol{P}\boldsymbol{u}/c]$, где $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости электрич. и магн. полей, $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ — электрич. и магн. индукции.

Схема Р. о., в к-ром был обнаружен ток связанных зарядов (1), такова. Круглый диэлектрич. диск (эбонитовый или стеклянный) вращается вокруг своей оси между обкладками плоского дискообразного соосного конденсатора. Если конденсатор заряжен, то в нём появляется электрич. поле, поляризующее диэлектрик. На поверхностях диска, обращённых к обкладкам конденсатора, появляются связанные заряды с поверхностной плотностью $\sigma_{\text{связ}} = [(\varepsilon-1)/4\pi]\boldsymbol{E}$. При вращении диска вокруг его оси эти связанные заряды создают ток, появление к-рого обнаруживается по отклонению чувствительной магн. стрелки, помещённой вблизи прибора. При изменении знака напряжения на обкладках конденсатора (при этом меняется знак связанного заряда) или при изменении направления вращения диска ток связанных зарядов, а следовательно, и отклонение магн. стрелки меняются на обратные. Ввиду малости величины этого тока, пропорционального величине u/c, точные количеств. измерения Рентген осуществить не смог. Впоследствии их выполнил А. Эйхенвальд (см. *Эйхенвальда опыт*).

Кроме тока связанных зарядов (1), Рентген обнаружил также ток поляризации:

$$j_{\text{поляр}} = \partial P/\partial t. \qquad (4)$$

Чтобы исключить влияние на магн. стрелку тока связанных зарядов, диэлектрич. диск приводился во вращение между обкладками двух рядом расположенных конденсаторов, в к-рых электрич. поле было одинаковым по величине, но противоположным по направлению. В момент прохождения диэлектрика через щель между конденсаторами его поляризация изменялась от $+P$ до $-P$, что приводило к появлению тока поляризации (4). Точные количеств. измерения этого тока были также выполнены в опытах Эйхенвальда.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Беккер Р., 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. 1978—1979, М., 1983; Меерович А., Меерович Б. Э., Методы релятивистской электродинамики в электротехнике и электрофизике, М., 1987.

С. Н. Столяров.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ АСТРОНО́МИЯ — раздел экспериментальной (наблюдательной) астрономии, исследующий источники космич. рентг. излучения. Рентг. диапазон определяется интервалом длин волн от 100 Å до 0,1 Å (энергии фотонов, $\mathscr{E}_\gamma$ — от 100 эВ до 100 кэВ). Наблюдения космич. рентг. источников возможны в этом диапазоне вследствие достаточно высокой прозрачности межзвёздной среды для фотонов с $\mathscr{E}_\gamma > 10^2$ эВ. В мягком рентг. диапазоне ($\mathscr{E}_\gamma = 0{,}1$—$30$ кэВ) межзвёздная среда (с концентрацией атомов 0,1—1 см³) прозрачна вплоть до расстояний 10—100 пк, в жёстком ($\mathscr{E}_\gamma = 30$—100 кэВ) — до 10 кпк и более, что даёт возможность наблюдать рентг. излучение на относительно высоких галактич. широтах ($b \geqslant 10°$) во всём объёме *Галактики*, а также исследовать внегалактич. источники. Земная атмосфера полностью непрозрачна для космич. рентг. излучения вследствие его поглощения на высотах от 120 до 40 км. Жёсткое рентг. излучение может исследоваться при помощи баллонов с высот

30—45 км, мягкое — лишь с ракет и ИСЗ с высот св. 100—150 км.

Рентг. излучение Солнца исследуется с 1947 с помощью ракет, хотя его наличие предполагалось и ранее (на основе изучения ионосферы Земли во время солнечных затмений). Рентг. источники несолнечной природы были случайно обнаружены в 1962 группой амер. исследователей под руководством Б. Росси (B. Rossi) и Р. Джаккони (R. Giacconi) при поисках флуоресцентного рентг. излучения Луны, вызванного бомбардировкой её поверхности космич. лучами. Наблюдавшиеся рентг. *светимости* источников (10^{37}—10^{38} эрг/с) существенно (на 3—5 порядков) превышали интегральные светимости нормальных звёзд.

Механизмы генерации космич. рентг. излучения. К осн. механизмам эфф. генерации космич. рентг. излучения относятся следующие:

— тормозной механизм, связанный с пролётом свободных электронов вблизи атомных ядер (см. *Тормозное излучение*). Этот механизм эффективен для УФ- и рентг. излучения вплоть до энергии фотонов ~ 100 кэВ. Он же является ответственным и за потери энергии электронами в горячей плазме. Для большой оптич. толщины ($\tau > 1$) в равновесной плазме спектр излучения — планковский, его максимум достигает рентг. диапазона при $T \gtrsim 10^6$ К. Для $\tau < 1$ интенсивность не зависит от длины волны (плоский спектр);

— синхротронный механизм, связанный с движением электронов высоких энергий в магн. поле (см. *Синхротронное излучение*). Для космич. объектов с магн. полем ~ 10^{-4}Э рентг. излучение начинает испускаться электронами с энергией $\gtrsim 10^{13}$ эВ. Как правило, при этом генерируется степенной спектр излучения;

— комптоновский механизм, связанный с рассеянием фотонов низких энергий (видимого, ИК- и радиодиапазонов) на релятивистских электронах (см. *Комптона эффект*);

— механизм, обусловленный связанно-связанными переходами внутренних электронов тяжёлых ионов (линейчатое излучение);

— циклотронный механизм, связанный с движением свободных электронов в сильном магн. поле (см. *Циклотронное излучение*).

Методы регистрации космич. рентг. излучения. Для регистрации космич. рентг. излучения используются детекторы неск. типов, принцип действия к-рых основан на разл. механизмах поглощения рентг. фотонов веществом.

В области $\mathscr{E}_\gamma = 0{,}1$—40 кэВ в Р. а. наиб. эффективно применяются газонаполненные пропорциональные счётчики, площадь к-рых может достигать 1 м². Окнами в таких детекторах являются бериллиевая или алюминиевая фольга толщиной 10—100 мкм либо органич. тонкие (0,5—20 мкм) плёнки (лавсан, полипропилен и др.). В счётчиках с окнами из тонких плёнок приходится непрерывно возобновлять вытекающий газ (газопроточные счётчики). В качестве наполнителя в детекторах этого типа служат тяжёлые инертные газы (Ar, Xe) с небольшими добавками (3—5%) электроотрицат. газов (CO_2, CH_4 и др.), обеспечивающих самогашение разряда после фотоионизации энергичным фотоном. При коэф. усиления ~10^3—10^4 такие счётчики обеспечивают пропорциональность амплитуды электрич. импульса (снимаемого с анода счётчика) энергии регистрируемого фотона. При 30—40 фотоэлектронах на регистрируемый фотон (с $\mathscr{E}_\gamma \approx 5$ кэВ) энергетич. разрешение $\Delta\mathscr{E}_\gamma/\mathscr{E}_\gamma \sim \mathscr{E}_\gamma^{-1/2}$ такого детектора не превышает 15—20%.

В области $\mathscr{E}_\gamma = 30$—100 кэВ обычно используются сцинтилляц. детекторы с кристаллами NaI или CsI, активированные добавками Tl, либо сцинтиллирующие пластики площадью до 300 см² и более. Энергетич. разрешение этих детекторов также невелико (≈20% при $\mathscr{E}_\gamma \approx 50$ кэВ). Импульсы видимого излучения, возникающие в кристаллах, регистрируются фотоэлектронными умножителями.

В области $\mathscr{E}_\gamma \leqslant 1$ кэВ применяются канальные фотоумножители, микроканальные пластинки или полупроводниковые детекторы. Детекторы этого типа имеют небольшие размеры (1—3 см) и для эфф. регистрации малых потоков рентг. излучения нуждаются в собирающих (концентрирующих) зеркалах. Зеркала косого падения (с углами падения, превышающими 88°), изготовленные из металлов с большими атомными номерами (Au, Pt), обладают достаточно высоким коэф. отражения (от 0,1 до 0,8). Комбинация двух зеркал (напр., параболоид и гиперболоид вращения) обеспечивает разрешение до 1—2″ при входной апертуре телескопа 10—70 см (рис. 1). В рентг. телескопах такого типа используются координатные детекторы, позволяющие получать изображения рентг. источников с разрешением, близким к разрешению оптич. телескопов.

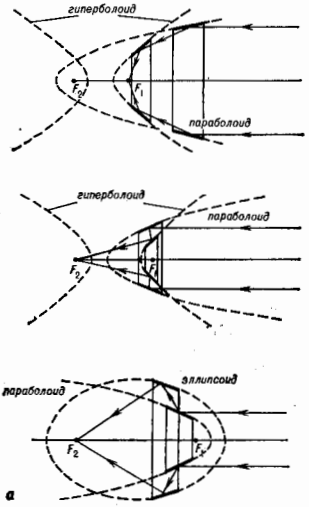


Рис. 1. Схема отражательного двухзеркального рентгеновского телескопа косого падения. Для увеличения рабочей площади несколько таких телескопов могут быть вложены один в другой.

Разрешение не лучше 1° дают механич. сотовые коллиматоры с размерами ячеек до 1 мм. Существенно лучшее разрешение (до 20″) достигается с помощью модуляц. коллиматоров, состоящих из двух и более рядов параллельных нитей диаметром d, расположенных на расстоянии $L \gg d$. Диаграмма направленности таких коллиматоров состоит из мн. треугольников с уменьшающимся по мере удаления от центр. максимума пропусканием (рис. 2).

В мягком рентг. диапазоне спектральное разрешение ($R = \lambda/\Delta\lambda$) ~ 10^2—10^3 достигается с помощью брэгговских кристаллич. отражат. спектрометров.

Первыми ИСЗ, специально предназначенными для исследований космич. рентг. излучения, был спутник «Ухуру» (США, 1970). Наиб. успешные эксперименты проведены на спутниках «САС-3», «ХЕАО-1», «ХЕАО-2» (США), «АНС» (Нидерланды), «УК-5» (Великобритания), «Хакутё», «Тенма» и «Гинга» (Япония), «Астрон» (СССР), «Экзосат» и «Росат» (Европейское

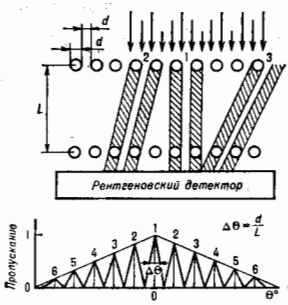


Рис. 2. Схема модуляционного рентгеновского коллиматора для определения координат и угловых размеров источников.

космич. агентство). В Р. а. за единицу потока рентг. излучения принята 1 единица «Ухуру», равная $1{,}14\cdot10^{-3}$ фотонов$\cdot$см$^{-2}$с$^{-1}$, или $1{,}7\cdot10^{-11}$ эрг$\cdot$см$^{-2}$с$^{-1}$ в диапазоне $\mathscr{E}_\gamma$ = 2—20 кэВ. Так, напр., рентг. телескоп спутника «Астрон» за 1 ч наблюдений мог регистрировать источники с потоком ~ 1 единицы «Ухуру» (в области $\mathscr{E}_\gamma$ = 2—25 кэВ), а телескоп ИСЗ «ХЕАО-2» за время экспозиции порядка суток имел предельную чувствительность $\sim10^{-3}$ единиц «Ухуру» ($\mathscr{E}_\gamma$ = 0,1—2 кэВ).

Объекты и результаты исследований. Рентг. светимость Солнца не превышает 10^{27} эрг$\cdot$с$^{-1}$ (10^{-6}—10^{-7} полной светимости). Источником рентг. излучения Солнца является его корона с темп-рой $\approx(1-2)\cdot10^6$К. На непрерывный спектр накладываются линии высокоионизованных тяжёлых ионов Fe, Ni, Co и др. (см. *Солнце*).

Известные рентг. источники, число к-рых превышает 10^3, чётко делятся на галактич. и внегалактические. Первые имеют ярко выраженную концентрацию к галактич. плоскости и к центру Галактики (рис. 3). Рентг. светимость L_X ярких (с потоком св. 10 единиц «Ухуру») источников (ок. 100 шт.) заключена в пределах $3\cdot10^{36}$—$3\cdot10^{37}$ эрг$\cdot$с$^{-1}$. Слабые источники с $L_X\sim10^{32}$—10^{34} эрг$\cdot$с$^{-1}$ и потоком менее 5 единиц «Ухуру» меньше концентрируются к плоскости и центру Галактики. Обсерватория имени Эйнштейна («ХЕАО-2») позволила наблюдать ещё $\sim10^3$ галактич. источников с $L_X<10^{30}$ эрг$\cdot$с$^{-1}$ и менее. Было, наконец, обнаружено рентг. излучение корон нормальных звёзд (см. *Короны звёзд*). Лишь небольшая часть галактич. рентг. источников отождествлена с оптич. и радиообъектами. Среди таких источников прежде всего следует выделить тесные пары, состоящие из компактного объекта (*нейтронной звезды*) и нормальной звезды, как правило голубого или красного гиганта. Высокая рентг. светимость таких объектов (до 10^{38} эрг/с) связана с перетеканием вещества через внутр. точку Лагранжа от нормальной на компактную звезду (см. *Полость Роша*). Далёкая пара, состоящая из вырожденной звезды и красного карлика, наблюдается как *барстер*. В этом случае реализуется режим *звёздного ветра*, при к-ром на нейтронную звезду выпадает небольшая часть вещества компаньона. К галактич. источникам рентг. излучения относятся также *остатки вспышек сверхновых*.

Исследовано св. 100 внегалактич. источников. Часть из них (ок. 50) отождествлена со *скоплениями галактик*. Их рентг. светимость объясняется наличием в скоплениях горячего газа с темп-рой 10^7—10^8 К и концентрацией 10^{-3}—10^{-4} см$^{-3}$. Обнаружено также рентг. излучение нормальных, активных, *сейфертовских галактик* и *квазаров*. В ближайших *галактиках* (Большое и Малое Магеллановы Облака, М 31, М 33) удалось исследовать рентг. объекты, аналогичные галактическим. Природа наблюдаемого рентг. фонового излучения до конца не ясна. Вероятно, его значит. часть объясняется суммарным излучением неразрешённых слабых внегалактич. источников, находящихся на больших расстояниях.

Лит.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 9, М., 1974; Мосталенко Е. И., Методы внеатмосферной астрономии, М., 1984; Лонгейр М., Астрофизика высоких энергий, пер. с англ., М., 1984.

В. Г. Курт.

РЕНТГЕНОВСКАЯ КАМЕРА — прибор (или осн. часть установки) для изучения и контроля атомной структуры образца с помощью регистрации картины распределения рассеянного излучения при дифракции рентг. лучей на исследуемом образце. Применяется в *рентгеновском структурном анализе*, *рентгенографии материалов*, *рентгеновской топографии*.

В Р. к. используется рентг. излучение рентг. трубки или *синхротронное излучение*. Дифракц. картина фиксируется на высокочувствит. рентг. фотоплёнке или регистрируется к.-л. *детектором* частиц (напр., электронно-оптич. преобразователем). Назначение Р. к.— обеспечить такое расположение и перемещение образца относительно направления первичного рентг. пучка, при к-рых выполняются условия дифракции рентг. лучей и возможно получение рентгенограмм от данного образца.

В соответствии с разл. методами рентгеноструктурного анализа различны и геом. схемы рентгенографирования в Р. к. Эти схемы учитывают размеры, форму и положение образца, положение и размеры фокуса рентг. трубки и щелей коллиматора, положение и радиус изгиба монохроматора, форму, размеры и положение кассеты. Все эти данные должны быть согласованы между собой с высокой точностью, чтобы обеспечить оптим. условия рентгенографирования.

Для исследования монокристаллов используют Р. к. вращения-колебания, Р. к. для получения *лауэграмм*

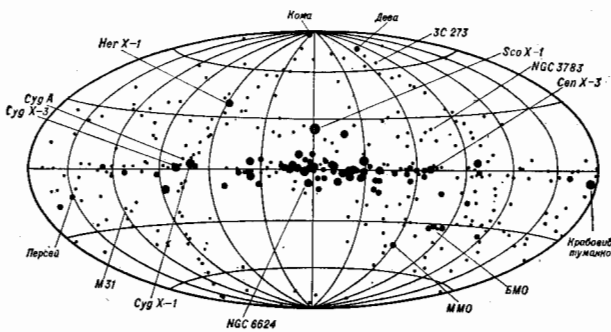


Рис. 3. Распределение рентгеновских источников по небу в галактических координатах (по данным 4-го каталога «Ухуру»). Указаны наиболее яркие источники.

и эпиграмм, рентг. гониометры. Структуру поликристаллов изучают в дебаевских Р. к. (*Дебая — Шеррера метод*), в Р. к. обратной съёмки, в камерах с фокусировкой раал. типа и др. В рентг. топографии применяются камеры Ланга, Шульца, Фудживара, Брэгга — Барретта и др. (по именам авторов, предложивших соответствующую геометрию рентгенографирования). Для исследования аморфных и стеклообразных тел, а также растворов, дифракц. излучение от к-рых сосредоточено вблизи первичного (неотклонённого) пучка, т. е. под малыми углами, служат малоугловые Р. к. (см. *Малоугловое рассеяние*). Существуют также спец. камеры для рентгенографирования при низких или высоких темп-рах, высоких давлениях, в условиях вакуума и т. п.

Все Р. к. содержат коллиматор, узел установки образца, кассету с фотоплёнкой, механизм движения образца, а при необходимости и движения кассеты в процессе рентгенографирования, узел крепления камеры у рентг. трубки. Часто в состав Р. к. вводят вспомогат. устройства, напр. простую счётчиковую систему, обеспечивающую предварит. установку образца, блок регистрации темп-ры образца и её программируемого задания.

Коллиматор формирует рабочий пучок первичного излучения — квазипараллельный или с заданной расходимостью. С коллиматором может быть совмещён кристалл-монохроматор, выделяющий излучение нужного спектрального состава. В Р. к., использующих синхротронное излучение, для подавления гармоник служат зеркала полного отражения. В конструкциях коллиматора предусмотрены устранение излучения, рассеянного от краёв формирующих пучок деталей, а также возможность установки селективно поглощающих фильтров.

В Р. к. для изучения монокристаллов образец обычно закрепляют в гониометрич. головке (рис. 1). В ней отцентрированный относительно пучка образец можно поворачивать вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, отсчитывая углы поворота по шкалам, и перемещать образец в процессе рентгенографирования. Т. о. выводят кристаллографич. плоскости в отражающее положение в соответствие с геометрией используемого метода. Узел установки образца в камере для поликристаллов, кроме фиксации образца, обеспечивает его вращение относительно оси цилиндрич. кассеты или в плоскости образца (для плоских образцов). Для снятия проявления крупнокристалличности на дебеграмме предусмотрено поступат. перемещение образца.

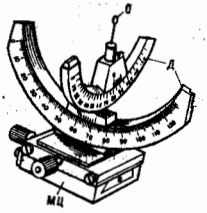


Рис. 1. Гониометрическая головка: О — образец; Д — дуговые направляющие для наклона образца во взаимно перпендикулярных направлениях; МД — механизм центровки образца, служащий для выведения центра дуг, в котором находится образец, на ось вращения камеры или на ось коллиматора.

Кассеты Р. к. обеспечивают строго определ. расположение фотоплёнки при рентгенографировании. Форма кассеты (плоская, цилиндрическая или состоящая из секций) определяется геометрией используемого метода (рис. 2). Большой диаметр кассеты при правильной сборке схемы (юстировке) даёт обычно более высокую точность измерений.

Для исследования поликристаллич. образцов (рис. 3) применяют как параллельные (дебаевские Р. к.), так и расходящиеся (фокусирующие Р. к.) первичные пучки. В последнем случае в рентгенографировании участвует бо́льшая поверхность образца, что повышает светосилу прибора. Широко расходящийся пучок используется также при исследовании дефектов кристаллич. структуры почти совершенных монокристаллов.

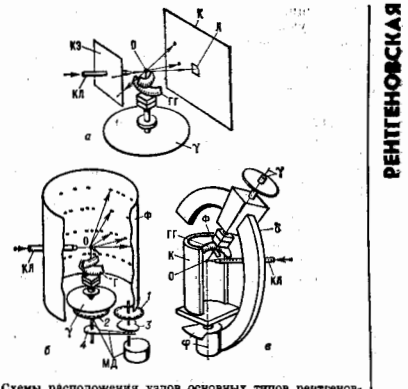


Рис. 2. Схемы расположения узлов основных типов рентгеновских камер для исследования монокристаллов: *а* — камера для исследования неподвижных монокристаллов по методу Лауэ; *б* — камера вращения-колебания; вращение образца осуществляется с помощью шестерёнок *1* и *2*, колебание — через кулису *3* и рычаг *4*; *в* — рентгеновская камера гониостат для определения размеров и формы элементарной ячейки. Механизм установки камеры у рентгеновской трубки и экраны защиты от рассеянного излучения на схеме не показаны. О — образец; ГГ — гониометрическая головка; *ψ* — лимб и ось поворота гониометрической головки; КЛ — коллиматор; К — кассета с фотоплёнкой Ф; КЭ — кассета для съёмки эпиграмм (обратная съёмка); МД — механизм вращения и колебания образца; *φ* — лимб и ось колебания образца; *δ* — дуговая направляющая наклонов оси гониометрической головки; СЛ — слоевые линии рентгенограмм.

Однозначность регистрации рентг. отражений монокристалла реализуется в *рентгеновских гониометрах* за счёт развёртки отдельной слоевой линии на плоскость плёнки. Достигается развёртка установкой в камере экрана, выделяющего поле только одной слоевой линии, и синхронным вращением и смещением кассеты (поступат. перемещение или вращение).

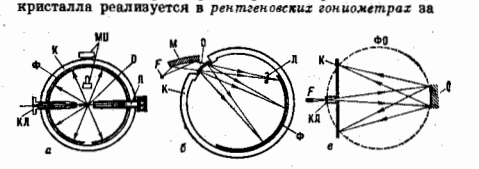


Рис. 3. Схемы расположения узлов основных типов рентгеновских камер для исследования поликристаллов: *а* — дебаевская камера; *б* — фокусирующая камера с изогнутым кристаллом-монохроматором для исследования образцов «на просвет» (область «передних» углов дифракции); *в* — фокусирующая камера для обратной съёмки (большие углы дифракции) на плоскую кассету. Стрелками показаны направления прямого и дифрагированного пучков. Механизмы движения образца, установки камеры у рентгеновской трубки и защита от рассеянного излучения на схеме не приведены. О — образец; Ф — фокус рентгеновской трубки; М — кристалл-монохроматор; К — кассета с фотоплёнкой Ф; Д — ловушка, перехватывающая первичный пучок; ФО — окружность фокусировки дифракционных максимумов; КЛ — коллиматор; МШ — механизм центровки образца.

Р. к. используют в структурном анализе в том случае, когда исследуют пространственное распределение интенсивности дифракц. излучения в значит. области углов дифракции.

Дифракцию в узком интервале углов с высокой точностью изучают с помощью более сложной (и более дорогой) аппаратуры — *рентгеновских дифрактометров.*

Лит.: Уманский М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; Гинье А., Рентгенография кристаллов, пер. с франц., М., 1961; Финкель В. А., Высокотемпературная рентгенография металлов, М., 1968; его же, Низкотемпературная рентгенография металлов, М., 1971.

В. В. Зубенко.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ ЛИТОГРА́ФИЯ — метод микроэлектронной технологии, заключающийся в формировании с субмикронным разрешением защитной маски заданного профиля на поверхности подложки; осуществляется при помощи рентг. излучения длиной волны $\lambda \sim 0{,}4$—5 нм; один из методов *микролитографии.* Маска изготовляется из стойкого к технол. воздействиям материала — полимерного резиста; необходимый рисунок формируется с помощью рентгеношаблона. Поток рентг. излучения направляют на рентгеношаблон (рис. 1), к-рый этот поток пространственно модулирует. Резист поглощает попавшее на него излучение, и т. о. в нём формируется скрытое изображение рентгеношаблона: под действием излучения в резисте образуются высокоэнергетичные (с энергией $\mathscr{E} \sim 1$ кэВ) фото- и оже-электроны, к-рые вызывают сшивание молекул резиста или их деструкцию. В зависимости от того, какой из процессов преобладает, при проявлении на подложке остаются либо облучённые, либо необлучённые участки, т. е. получается негативное или позитивное изображение рисунка шаблона (рис. 2). Соответственно резисты делятся на негативные и позитивные.

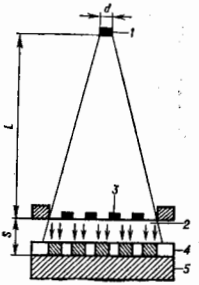


Рис. 1. Схема рентгеновской литографии. Излучение рентгеновского источника *1* с размером излучающей области d попадает на рентгеношаблон, расположенный на расстоянии L от него и состоящий из прозрачной для излучения мембраны *2* и сильнопоглощающего покрытия *3*, в к-ром сформирован рисунок. Пройдя через свободные от маскирующего покрытия участки шаблона, излучение экспонирует плёнку резиста *4*, покрывающую поверхность подложки *5*. S — расстояние между шаблоном и подложкой.

Благодаря малой длине волны λ рентг. излучения методы Р. л. обладают высокой разрешающей способностью (~ 10 нм). По сравнению с электроно- и ионолитографией в Р. л. малы радиац. повреждения формируемых структур и высока производительность благодаря возможности одноврем. обработки больших площадей образца. Р. л. отличается большой глубиной резкости и малым влиянием материала подложки и её топографии на разрешающую способность.

Разрешающая способность Р. л. определяется неск. факторами. Основные из них: дифракционное $\delta_1 = \sqrt{S\lambda}$, полутеневое $\delta_2 = S(d/L)$ (обозначения см. на рис. 1) и фотоэлектронное $\delta_3 \sim \mathscr{E}^{1,75}$ размытия границ скрытого изображения. Величина δ_3 определяется длиной пробега фото- и оже-электронов в резисте и зависит от состава резиста и λ (рис. 3). Полутеневое размытие можно в достаточной степени уменьшить подбором значений S, d и L. Теоретически предельная разрешающая способность Р. л. (контактное экспонирование; $S = H_0$, где H_0 — толщина резиста) достигается при $\lambda \approx 5$ нм и составляет ок. 5 нм. Разрешение, близкое к предельному (17,5 нм), получено при экспонировании позитивного резиста — полиметилметакрилата (ПММА) излучением C_{K_α} ($\lambda = 4{,}48$ нм). Для того чтобы электрофиз. характеристики элементов интегральных схем имели разброс в допустимых пределах, необходимо, чтобы точность воспроизведения размеров элементов составляла не менее 10% от их ширины, т. е. разрешающая способность метода должна превышать мин. размеры элементов.

Рис. 2. Фотография тестовой структуры с шириной линий 0,3 мкм, сформированной методом рентгеновской литографии в позитивном резисте толщиной 3 мкм, полученная в растровом электронном микроскопе (РЭМ-фотография).

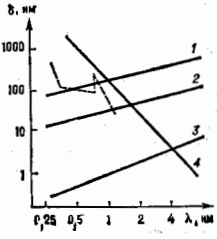


Рис. 3. Зависимость дифракционного и фотоэлектронного пределов разрешения от λ. Дифракционное размытие приведено для величин зазоров 1 и 25 мкм, а также для случая контактного экспонирования — прямые *1*, *2* и *3* соответственно; *4* — зависимость эффективного пробега фотоэлектронов в органическом резисте; пунктирная кривая — участок аналогичной зависимости для резиста, в состав которого для увеличения поглощения излучения введены атомы кремния. Вблизи скачков поглощения ход зависимости немонотонен, что связано с резким изменением энергетического спектра фото- и оже-электронов.

Р. л. предъявляет высокие требования к рентгеношаблонам. Мембрана шаблона при достаточно высокой механич. прочности и стабильности должна пропускать не менее 50% излучения (что возможно при толщинах ~ 1 мкм), а нанесённое на неё маскирующее покрытие быть высококонтрастным — сильно (на порядок) ослаблять поток излучения, толщина же покрытия не должна превышать 1 мкм, т. к. в более толстом маскирующем покрытии затруднено формирование рисунка с субмикронными размерами.

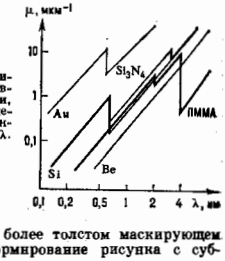


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения рентгеновского излучения материалами, используемыми для изготовления рентгеношаблонов, и стандартного резиста (ПММА) от λ.

Для излучения с $\lambda < 0{,}3$ нм отсутствуют материалы для изготовления высококонтрастного маскирую-

щего покрытия, а при $\lambda > 1{,}5$ нм поглощение мембраны шаблонов слишком сильно (рис. 4). Исключение составляют лишь полимерные плёнки в диапазоне длин волн 4,2—6 нм. Наиб. распространение получили мембраны из кремния и его соединений — карбида, нитрида и оксинитрида. Используются также мембраны из нитрида бора, бериллия, полимеров — полиимида и парилена, а также комбинированные (нитрид бора — полимер и др.).

Резистивные плёнки для Р. л. формируют на подложке из раствора полимера методом центрифугирования. После сушки, в процессе к-рой удаляется растворитель, плёнку облучают и обрабатывают в жидкостном проявителе. Осн. характеристики резиста — чувствительность, контрастность, разрешающая способность и стойкость к последующим технол. процессам, в частности к плазмохим. травлению. Возможны и «сухие» методы нанесения резистов (плазменная полимеризация, термич. напыление) и проявления изображения в них (плазмохим. и УФ-травление, сублимация в вакууме). Рассматривается возможность применения и неорганич. материалов, напр. халькогенидных стёкол.

Благодаря большой проникающей способности рентг. излучения, малости эффектов рассеяния и высокого контраста при экспонировании Р. л. позволяет формировать в резистах субмикронные структуры с большим отношением высоты к ширине, а также формировать в однослойных резистах структуры со сложным профилем края (рис. 5), напр. нависающим. Последнее достигает-

Рис. 5. РЭМ-фотографии структур с различным профилем края, сформированных в позитивном резисте.

ся за счёт дополнит. экспозиции тонких слоёв резиста фотоэлектронами из подложки либо из шаблона. Перспективно применение двухслойных и трёхслойных резистов, значительно расширяющих возможности формирования структур со сложным профилем (рис. 6).

В установках Р. л. 1-го поколения в качестве источников излучения сужат рентг. трубки с неподвижным либо вращающимся водоохлаждаемым анодом мощностью в неск. кВт. Материалы анодов (и их λ) — Cu (1,33 нм), Al (0,834), Mo (0,54 нм), Pd (0,434 нм). Экспонирование осуществляется в вакуумной камере либо в атмосфере гелия. Недостаток таких источников — низкая производительность, обусловленная малым коэф. преобразования энергии электронного пучка в мягкое рентг. излучение ($\sim 10^{-3}$). Более производительны установки 2-го поколения, в к-рых точечными источниками излучения являются плазма, возбуждаемая лазерным излучением, или сильноточный разряд в газе.

Широкие возможности для Р. л. предоставляет использование *синхротронного излучения* накопит. колец на энергию 0,6—1 ГэВ с расположенными на них литографич. станциями (св. 10 на каждом накопит. кольце).

Рис. 6. РЭМ-фотографии структур со сложным профилем края, сформированных в двух- и трехслойном рентгенорезистах.

Высокая интенсивность и хорошая коллимация синхротронного излучения позволяют создавать пром. системы с разрешением $\sim$ 0,1 мкм при малых временах экспозиции и упрощают проведение операции совмещения маркерных знаков с точностью $\sim$0,02 мкм и рисунков (с точностью $\sim$0,1 мкм) на больших площадях. Дальнейший прогресс в области источников излучения для Р. л. связан с разработкой компактных синхротронов с электромагнитами из сверхпроводящих материалов.

Лит.: Spears D. L., Smith H. I., X-Ray lithography: a new high resolution replication process, «Solid State Technology», 1972, v. 15, № 7, p. 21; Аристов В. В. и др., Перспективы использования мягкого рентгеновского излучения в субмикронной литографии, «Поверхность. Физика, химия, механика», 1983, № 11, с. 5.

В. В. Аристов, В. А. Кудряшов.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ О́ПТИКА — область исследований, в к-рой изучаются явления и процессы распространения рентг. излучения при его взаимодействии с веществом, а также разрабатываются элементы для рентг. приборов. При рассмотрении вопросов Р. о. рентг. диапазон условно делят на 3 области длин волн λ: область жёсткого — ЖР ($0{,}01 < \lambda < 1$ нм), мягкого — МР ($1 < \lambda < 30$ нм) и ультрамягкого — УМР ($30 < \lambda < 100$ нм) рентг. излучения.

Оптич. характеристики веществ в рентг. диапазоне обладают рядом особенностей. Во-первых, в рентг. диапазоне все атомы обладают низкой поляризуемостью по сравнению с более ДВ-диапазонами спектра (см. *Поляризуемость рентгеновская*). Рентг. кванты взаимодействуют с электронами внутр. оболочек атомов, причём для большинства электронов их энергия связи $\mathscr{E}_i$ меньше энергии рентг. кванта $\hbar\omega$ (ω — круговая частота излучения). За исключением узких областей вблизи точных резонансов вклад фотон-электронного взаимодействия в диэлектрич. проницаемость значительно меньше, чем вклад оптич. электронов в видимой и ИК-областях (см. *Дисперсия света*). По этой причине показатель преломления n в рентг. области для всех веществ мало отличается от 1 и почти во всём диапазоне $|n| < 1$ (только для нек-рых металлов в УМР-области $|n| > 1$). Элементы типа линз и призм в Р. о. практически не используются. Так, напр., собирающая линза из никеля с радиусами поверхностей $r = 1$ см при $\lambda = 0{,}1$ нм должна иметь фокусное расстояние $\sim$100 м.

Вторая особенность взаимодействия рентг. излучения с веществом — значит. фотопоглощение, связанное с большой вероятностью фотоэффекта, при к-ром рентг. квант выбивает один из внутр. электронов атома. Величина линейного коэф. поглощения μ растёт с λ и особенно велика в МР- и УМР-областях (для твёрдых материалов $\mu \sim 10^2 - 10^5$ см$^{-1}$), поэтому слои веще-

ства толщиной в доли мм в МР-области и в несколько мкм в УМР-области спектра являются практически непрозрачными. Слой атм. воздуха толщиной менее 1 см полностью поглощает рентг. излучение с $\lambda > 1$ нм, поэтому рентгенооптич. приборы МР- и УМР-диапазонов могут работать только в вакууме. В ЖР-области поглощение воздуха в масштабах обычных лаб. установок незначительно.

Как внутр. структура вещества, так и неоднородность границы раздела влияют на распространение рентг. излучения, причём характер взаимодействия зависит от соотношения между λ и размером структурных неоднородностей a. В этой связи могут быть рассмотрены 2 группы явлений: Р. о. однородных и неупорядоченных сред и Р. о. сред с упорядоченной структурой (дифракц. оптика).

Рентгеновская оптика однородных и неупорядоченных сред

По отношению к рентг. излучению однородными могут считаться вещества с аморфной структурой, а также кристаллы в случае, когда постоянная решётки $a \ll \lambda$. В предположении идеально гладкой поверхности раздела сред рассматриваются френелевское отражение и преломление рентг. излучения. В тех случаях, когда граница раздела сред неидеальна, т. е. имеются локальные отклонения профиля границы от ср. линии (шероховатость) или имеется неоднородный градиент диэлектрич. проницаемости в глубь среды, возникает рассеяние падающего рентг. излучения на границе раздела. При прохождении рентг. излучения через среду, содержащую нерегулярно расположенные структурные неоднородности с линейными размерами $a \gg \lambda$ (частицы др. вещества, дефекты кристаллич. решётки и т.д.), наблюдается *малоугловое рассеяние*.

Френелевское отражение рентг. излучения, как и в оптике более ДВ-диапазонов, связано с величиной n. В общем виде в рентг. области

$$n = 1 - (\delta + i\beta), \qquad (1)$$

где δ и β — т. н. рентг. оптич. константы, к-рые могут быть представлены через *атомные факторы* рассеяния f_1 и f_2:

$$\delta = A(\lambda) f_1, \quad \beta = A(\lambda) f_2,$$

где

$$A(\lambda) = (2\pi)^{-1} N_a r_e \lambda^2;$$

здесь N_a — плотность атомов, $r_e = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона. По порядку величины δ и β изменяются от $\sim 10^{-6}$—10^{-5} в ЖР-области до $\sim 10^{-2}$—10^{-1} в УМР-области рентг. диапазона. В случае чистых металлов величину δ можно оценить с помощью соотношения $\delta = 5{,}4 \cdot 10^{-4} (Z\rho/A_Z)\lambda^2$, где Z — ат. номер, ρ — плотность вещества в г/см^3, A_Z — ат. вес, λ выражена в нм. Величина β связана с μ соотношением $\beta = \lambda\mu/4\pi$.

Отражение рентг. излучения на идеально гладкой поверхности раздела однородная среда — вакуум для s- и p-поляризаций (см. *Поляризация света*) характеризуется коэф. отражения R_s и R_p соответственно, рассчитываемыми по *Френеля формулам*. Если пренебречь поглощением излучения внутри среды (это в большей степени справедливо в ЖР-области), *Снелля закон* для рентг. излучения запишется в виде

$$\cos\theta / \cos\theta' = n = 1 - \delta, \qquad (2)$$

где θ и θ' — скользящие углы падения и преломления. Для рентг. излучения $|n| < 1$, поэтому $\theta' < \theta$. При больших значениях θ френелевский коэф. отражения очень мал; при нормальном падении для всех веществ он не превосходит 10^{-3} для $\lambda \sim 10$ нм и быстро падает с уменьшением λ. Вследствие этого обычные зеркала нормального падения с однородными покрытиями неприменимы в рентг. диапазоне длин волн. При очень малых θ значение θ' оказывается мнимым, т. е. излучение не входит в среду, а полностью отражается. Это явление наз. полным внешним отражением по аналогии с полным внутр. отражением в оптике видимого диапазона. При условии $\cos\theta' = 1$, т. е. иногда преломлённый луч скользит по границе раздела, угол $\theta = \theta_c$ наз. критич. углом полного внеш. отражения: $\cos\theta_c = 1 - \delta$, $\theta_c \simeq \sqrt{2\delta}$. Т. о., рентг. излучение отражается от идеально гладких поверхностей однородных сред только при падении под скользящими углами $\theta < \theta_c$, к-рые для любых веществ изменяются от долей градуса в ЖР-область до 10—20° в УМР-области спектра. При таких углах различие в коэф. отражения для разных поляризаций практически отсутствует, поэтому вводится один френелевский коэф. отражения $R(\theta)$.

При учёте поглощения величина R зависит также и от β, в частности вид зависимости $R(\theta)$ определяется гл. обр. отношением β/δ (рис. 1). Т. к. коэф. отражения

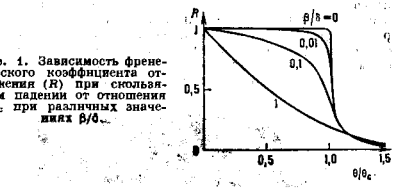


Рис. 1. Зависимость френелевского коэффициента отражения (R) при скользящем падении от отношения θ/θ_c при различных значениях β/δ.

падает с уменьшением λ, для каждого материала и определ. угла θ существует КВ-граница отражения $\lambda_{отр}$. Эта особенность используется в отражат. фильтрах скользящего падения, отсекающих КВ-часть излучения. Напр., в качестве таких фильтров могут служить зеркала из Al ($\lambda_{отр} > 1{,}2$ нм, $\theta > 2°$), Ni ($\lambda_{отр} > 1{,}9$ нм, $\theta > 4{,}5°$), Cr ($\lambda_{отр} > 2{,}8$ нм; $\theta > 5°$) и др.

Рассеяние при отражении рентг. излучения от шероховатой поверхности среды — результат интерференции вторичных волн от элементарных излучателей в тонком приповерхностном слое вещества. В случае малого рассеяния (см. ниже) угл. распределение (*индикатриса*) отражённого излучения содержит две компоненты: зеркальный пик, соответствующий отражению от идеально гладкой поверхности и повторяющий распределение интенсивности в падающем пучке, и широкую диффузную компоненту, распределение интенсивности в к-рой определяется свойствами рассеивающей поверхности.

При случайном характере шероховатости интегральный поток рентг. излучения $I_д$, рассеянный поверхностью однородной среды, и угл. ширина диффузной компоненты $\Delta\Phi$ при определ. условиях связаны с микрогеометрией поверхности соотношениями

$$I_д = I_0 \exp\left[-(4\pi\sigma \sin\theta/\lambda)^2\right], \qquad (3)$$

$$\Delta\Phi \sim \lambda/\pi a\theta, \qquad (4)$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка, σ и a — среднеквадратическая высота и корреляц. радиус шероховатостей (определяется характерным масштабом изменения ф-ции корреляции профиля поверхности). Из (3) следует, что хорошие рентг. зеркала должны иметь очень гладкую поверхность. Напр., для того чтобы рассеяние не превышало 10% при $\lambda = 1$ нм и $\theta = 1°$, значение σ не должно превышать 1,5 нм. Опыт показывает, что обычная оптич. полировка даёт поверхности с шероховатостью в пределах неск. нм, «суперполировка» (или т. н. глубокая полировка) —

менее 1 нм. Значения радиусов корреляции, как правило, заключены в пределах от долей мкм до неск. десятков (иногда сотен) мкм. Более точная теория рассеяния, рассматривающая в приближении теории возмущений модель шероховатой поверхности как неоднородного слоя, формирующего отражённую волну, даёт более сложную зависимость интенсивности и индикатрисы рассеяния от параметров пучка и геометрии поверхности. В частности, в практически наиболее важном случае относительно больших радиусов корреляции и углов скольжения, близких к θ_c, индикатриса рассеяния имеет симметричный вид и её максимум совпадает с зеркальным пиком. При очень малых a рассеяние практически полностью концентрируется в области критич. угла отражения при любых θ (при $\theta > \theta_c$ это проявляется в виде т. н. эффекта Ионеды: индикатриса рассеяния имеет два пика — зеркальный, смещающийся с изменением θ, и диффузный, остающийся при этом в положении, соответствующем $\theta = \theta_c$).

На френелевском отражении основаны зеркала скользящего падения (ЗСП), применяемые для концентрации излучения в рентг. каналах синхротронов, микроанализаторах, камерах малоуглового рассеяния, рентгеновоспетательных и др. приборах. Обычно используют вогнутые сферические, цилиндрические, тороидальные или эллиптические ЗСП, а также параболоиды и эллипсоиды вращения. Недостаток одиночных ЗСП — большие аберрации, гл. обр. астигматизм и кома, к-рые ограничивают в конечном итоге светосилу и предел концентрации излучения.

Для построения изображений самосветящихся или просвечиваемых объектов в рентг. телескопах и рентг. микроскопах применяются системы из двух или большего числа ЗСП. Простейшая из таких систем — система Киркпатрика — Баэза — состоит из пары скрещенных сферич. или цилиндрич. зеркал (см. *Рентгеновский микроскоп*, рис. 2).

Рис. 2. Изображающие зеркальные системы скользящего падения (системы Вольтера): *а* и *б* — системы параболоид — гиперболоид 1-го и 2-го рода; *в* — система гиперболоид — эллипсоид; F — действительный фокус; F' — промежуточный фокус; S — источник.

Высоким разрешением и значительно большей, чем скрещенные системы, светосилой обладают системы глубоко асферических осесимметричных ЗСП с отражающими поверхностями, имеющими форму параболоидов, гиперболоидов и эллипсоидов вращения. Для компенсации аберраций число зеркал в таких системах должно быть чётным. Наиб. распространены т. н. системы Вольтера (рис. 2): параболоид — гиперболоид, используемая в рентг. телескопах, и система гиперболоид — эллипсоид, применяемая в рентг. микроскопах. Принцип построения систем Вольтера состоит в том, что промежуточное мнимое изображение источника строится в общем фокусе 1-го и 2-го зеркал, а результирующее действительное — в сопряжённом фокусе 2-го зеркала.

Геом. апертура систем Вольтера представляет собой кольцевое отверстие, ширина к-рого определяется углом скольжения и длиной зеркал, ограниченной вследствие роста аберраций. Для увеличения апертуры используют «гнездообразные» системы из вложенных друг в друга пар зеркал с общим фокусом. Предельным случаем являются системы из неск. десятков или сотен очень коротких двойных конич. колец, для к-рых качество изображения определяется в осн. шириной кольца, а коэф. использования площади входного отверстия достигает 50% и более. Эфф. светосила ЗСП зависит также и от коэф. отражения покрытия $R(\theta)$, к-рое подбирается исходя из максимума произведения $\theta \cdot R(\theta)$ для заданного диапазона длин волн. В МР- и УМР-диапазонах наиб. часто используют покрытия из никеля и золота, имеющие наиб. значения $\theta \cdot R(\theta)$.

Особый тип ЗСП — зеркала с многократным отражением, работающие по принципу «шепчущей галереи». Если направить пучок рентг. излучения под углом $\theta < \theta_c$ к поверхности изогнутого зеркала, то в результате многократных отражений от неё пучок можно повернуть на значит. угол φ, к-рый может составлять десятки градусов. Коэф. отражения при этом определяется λ, оптич. константами материала зеркала, φ и шероховатостью отражающей поверхности. Он оказывается на неск. порядков больше, чем при однократном отражении с поворотом на тот же угол. Этот принцип применяется и в рентг. волноводах (обычно изготовляемых из кварцевых нитевидных капилляров), к-рые можно использовать для передачи излучения на расстояние в десятки см и преобразования пучков аналогично волоконным световодам видимого диапазона.

Рентгеновская оптика сред с упорядоченной структурой

В том случае, когда структура вещества упорядочена и характерный период структуры $a \sim \lambda$, интерференция когерентных волн, дифрагировавших на элементах структуры, приводит к концентрации рассеянного излучения в неск. дискретных направлениях, в к-рых волны складываются в фазе; интенсивность этого излучения пропорц. квадрату числа элементов структуры. В рамках такого дифракц. подхода рассматриваются брэгговская оптика кристаллов, оптика многослойных отражающих покрытий, микроструктурная рентг. оптика. В первом случае в качестве рентгенооптич. элементов используют кристаллич. структуры, в последних двух — искусственно созданные объёмные или поверхностные структуры — зеркала нормального падения с многослойными покрытиями, отражательные и пропускающие дифракц. решётки, зонные пластинки Френеля, брэгг-френелевские отражатели.

Брэгговская оптика кристаллов. При взаимодействии рентг. излучения с кристаллом, когда выполняются условия Брэгга — Вульфа, возникает брэгговское отражение (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Это явление легло в основу рентгеноспектральных методов (см. *Рентгеновская спектральная аппаратура*), а также методов *рентгеновской топографии*. Диапазон спектра, в к-ром может использоваться тот или иной кристалл, определяется постоянной решётки $2d$ и диапазоном изменения (обычно от 3—5° до 60—70°) угла Брэгга θ (угла между плоскостью кристалла и направлением падающего пучка). Кристаллы со структурой, близкой к идеальной, имеют наиб. высокую разрешающую силу $\mathscr{E}/\Delta\mathscr{E}$ ($\mathscr{E}$ — энергия рентг. кванта, $\Delta\mathscr{E}$ — энергетич. ширина максимума отражения) при сравнительно небольшом значении интегрального коэф. отражения $R_c = \int R(\theta) d\theta$. Напр., кристалл кварца при отражающей плоскости (1011) ($2d = 0{,}6686$ нм) имеет $R_{c\,max} = 1{,}23 \cdot 10^{-4}$ и $\mathscr{E}/\Delta\mathscr{E}_{max} = 7700$, при отражающей плоскости (2023) ($2d = 0{,}2750$ нм) $R_{c\,max} = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ и $\mathscr{E}/\Delta\mathscr{E}_{max} = 4 \cdot 10^4$. Мозаичный кристалл графита [плоскость (002), $2d = 0{,}6708$ нм] имеет $R_{c\,max} = 1{,}52 \cdot 10^{-3}$ и $\mathscr{E}/\Delta\mathscr{E}_{max} = 113$.

Для повышения R_c, а следовательно, и светосилы прибора за счёт нек-рого снижения разрешающей силы используют мозаичные кристаллы, состоящие из множества отд. блоков, кристаллографич. плоскости к-рых слегка развёрнуты друг относительно друга.

Рентгеноптич. элементы на основе кристаллов могут быть плоской, цилиндрич., сферич. или асферич. формы, к-рая им придаётся изгибом и полировкой в спец. оправках или наклеиванием (выращиванием) тонких кристаллов на подложки требуемой формы.

Дифракция ЖР-излучения на совершенном кристалле благодаря регулярному расположению атомов кристаллич. структуры носит динамич. характер (динамич. дифракция; см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Это означает, что многократное рассеяние излучения на кристаллич. плоскостях сохраняет свои когерентные свойства, в результате чего амплитуда дифрагиров. волн становится сравнимой с амплитудой проходящей волны. Интерференция дифрагированных и проходящей волн приводит к образованию результирующего волнового поля в кристалле, к-рое может быть представлено в виде суперпозиции волн, получивших назв. б л о х о в с к и х. Эфф. длина блоховской волны в кристалле принимает значение от единиц до десятков мкм, что существенно снижает требования к изготовлению рентгеноптич. элементов.

Рентгеноптич. прибором, использующим брэгговскую дифракцию, является интерферометр Бонзе — Харта (рис. 3), состоящий из трёх пластинок с общим основанием, изготовленных из монокристалла (напр., Si). Расщеплённый на кристалле-разделителе S рентг. пучок сводится кристаллом-зеркалом M на анализаторе

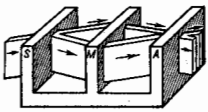


Рис. 3. Рентгеновский интерферометр Бонзе — Харта.

A. Сформированная интерференц. картина обладает исключительно высокой чувствительностью к разл. рода нарушениям. Такого типа интерферометры используются для измерений показателей преломления, структурных дефектов. Применение технологии микроструктурирования позволяет изготовлять из совершенных монокристаллов сложные типы микроинтерферометров, спектральных приборов и их элементов.

Р е н т г е н о в с к а я о п т и к а м н о г о с л о й н ы х п о к р ы т и й. В МР- и УМР-области используют зеркала с многослойными покрытиями (МСП), к-рые, в отличие от зеркал скользящего падения, могут работать при любых углах вплоть до нормального паде-

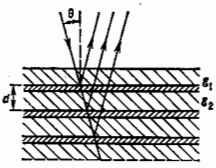


Рис. 4. Схема многослойных покрытий; ε_1, ε_2 — диэлектрические проницаемости 1-го и 2-го материалов.

ния. Такие зеркала широко применяются в приборах для фокусировки излучения и построения изображений, спектрального анализа и поляриметрии, в резонаторах рентг. лазеров, в качестве делителей пучков и т. п. МСП (рис. 4) представляет собой периодич. структуру из чередующихся слоёв веществ с разл. значением диэлектрич. проницаемости ε_1 и ε_2, нанесённых на подложку таким образом, что период d постоянен или изменяется по определ. закону. При больших углах скольжения коэф. отражения от каждой границы раздела невелик, но благодаря сложению синфазных волн, отражённых от неск. десятков или сотен слоёв, полный коэф. отражения покрытия может составлять десятки процентов. Условие, при к-ром достигается максимум коэф. отражения МСП для монохроматич. излучения, с точностью до отличия показателя преломления от 1 совпадает с условием Брэгга — Вульфа: $2d\cos\varphi = m\lambda$ (φ — угол падения, m — порядок интерференции). Т. о., МСП представляет собой искусственный одномерный кристалл, причём, в отличие от обычных кристаллов, период структуры может быть задан произвольно в широких пределах (от сотен до единиц нм).

В МСП возможны два механизма отражения. Первый — интерференц. отражение, реализующееся, когда поглощение в обоих веществах мало́ и выполняется условие $|\mathrm{Re}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)| \gg \mathrm{Im}\varepsilon_1$; в этом случае величина макс. коэф. отражения МСП определяется скачком действит. части ($\varepsilon_1 - \varepsilon_2$). Второй — отражение вследствие эффекта Бормана (см. *Аномального прохождения эффект*); в этом случае вещества подбираются так, чтобы выполнялось условие $\mathrm{Im}\varepsilon_1 \gg \mathrm{Im}\varepsilon_2$, и коэф. отражения определяется скачком мнимой части ε. Такая структура состоит из очень тонких слоёв сильно поглощающего вещества и дополняющих их до периода d слоёв вещества со слабым поглощением. При резонансном отражении в структуре образуется стоячая волна, узлы к-рой приходятся на слои вещества с большим поглощением, и поэтому затухание в них мало. Реально в отражении участвуют в той или иной мере оба механизма, поэтому необходимо подбирать оптим. соотношение толщин слоёв в пределах заданного периода.

Отражение от зеркал с МСП, в отличие от зеркал скользящего падения, узкополосно. Разрешающая способность определяется числом эффективно отражающих слоёв, к-рое, в свою очередь, зависит от коэф. отражения и поглощения слоёв, образующих элементы структуры. По спектральному разрешению, достигающему в нек-рых случаях мн. сотен, зеркала с МСП успешно конкурируют с молекулярными кристаллами; при работе под углами, близкими к брюстеровскому (в рентг. области $\varphi_{\mathrm{Б}_\mathrm{p}} \simeq 45°$), они являются эфф. *поляризаторами* излучения.

С помощью МСП может быть реализована фокусирующая и изображающая Р. о. нормального падения с использованием сферич. и асферич. зеркал, подложки для к-рых изготовляются методами традиц. оптич. технологии, в то время как изготовление зеркал скользящего падения намного более сложно и трудоёмко. Ожидается, что в ближайшем будущем с помощью зеркал с МСП будет достигнуто разрешение в рентг. области, близкое к дифракционному, что в десятки раз выше достижимого в видимом диапазоне спектра. В то же время использоввние МСП зеркал скользящего падения, работающих в области $\lambda < 1$ нм, даёт возможность в неск. раз увеличить углы скольжения и светосилу приборов (напр., рентг. микроскопов, микроанализаторов).

Осн. методы изготовления МСП — электронно-лучевое, магнетронное и лазерное напыления на подложку слоёв тяжёлых металлов (W/Re, Mo, Ni, Ru, Ti, Au) в сочетании со слоями лёгких элементов (C, B, Be, Si). К 1993 макс. значения коэф. отражения при нормальном падении (~ 70—80%) достигнуты в УМР-области ($\lambda \sim 13$—20 нм) для структуры Mo — Si, изготовленной магнетронным напылением; разрешающая способность таких систем составляет 10—20. Наиб. разрешение (200—300) достигнуто для структуры из 400—800 слоёв Ni—C с $d \simeq 2$ нм, напыляемой электронным пучком. Изменяя период структуры по мере напыления МСП, можно в нек-рых пределах управлять шириной

полосы отражения. При изготовлении подложки из веществ, прозрачных для рентг. излучения (напр., C, Si), удаётся создать делитель рентг. пучка, эталон Фабри — Перо (рис. 5) и т. п. оптич. элементы.

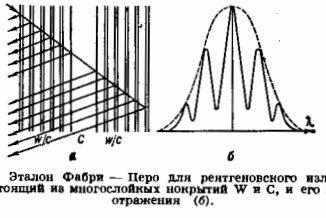


Рис. 5. Эталон Фабри — Перо для рентгеновского излучения (а), состоящий из многослойных покрытий W и C, и его кривая отражения (б).

На качество зеркал с МСП влияют погрешность формы и шероховатость поверхности подложки, межплоскостные шероховатости и разброс толщин слоёв, неравномерная плотность слоёв и размытие их границ вследствие диффузии. Влияние шероховатости подложки, проявляющееся на всех слоях структуры, и шероховатостей поверхностей самих слоёв проявляется в снижении коэф. отражения МСП, к-рое описывается *Дебая — Уоллера фактором*:

$$R = R_0 \exp\left[-(2\pi\sigma/d)^2\right],$$

где R_0 — коэф. отражения структуры при абсолютно гладких границах слоёв, σ — эфф. высота шероховатости слоя. МСП с наиб. гладкой поверхностью слоя ($\sigma \sim 0{,}2$—$0{,}3$ нм) удаётся получить при напылении на хорошо отполированную подложку из кремния или плавленого кварца структур типа (Re — W) — C, Ni — C, для к-рых получены МСП с наим. периодом ($d \sim 1{,}2$ нм).

Отражающие и пропускающие дифракц. решётки используются в МР- и УМР-областях для монохроматизации излучения и построения спектральных изображений. Дисперсионное ур-ние для отражающих дифракц. решёток (ОДР) в общем случае имеет вид

$$d\sin\gamma(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda,$$

где d — период решётки, γ — угол между волновым вектором падающего пучка и нормалью на плоскость дисперсии, α и β — углы между проекциями на плоскость дисперсии волновых векторов падающего и дифрагиров. пучков и нормалью к плоскости решётки. Решётка может освещаться по классич. схеме, когда падающий пучок лежит в плоскости дисперсии, и по т. н. схеме конич. дифракции, в к-рой плоскость падения пучка почти нормальна к плоскости дисперсии, т. е. пучок падает вдоль решётки. Эффективность ОДР определяется интенсивностью дифракц. пучка, зависящей от углов дифракции, периода решётки, геометрии штриха, его освещения и коэф. отражения покрытия, к-рый, в свою очередь, зависит от угла θ между направлением пучка и плоскостью отражающей грани штриха (в большинстве случаев θ не превышает 20—30°).

Преимущество классич. схемы — более высокая дисперсия, т. к. за счёт скользящего падения видимое расстояние между штрихами решётки уменьшается в $1/\sin\gamma$ раз. В то же время для схемы конич. дифракции характерна более высокая эффективность, поскольку в ней отсутствует взаимное затенение штрихов.

В рентг. области наиб. часто используют ОДР с треугольным, синусоидальным или прямоуг. штрихом; в последних может быть получена концентрация излучения в определ. порядок спектра за счёт интерференции волн, отражённых от верхней и нижней поверхностей профиля штриха. В классич. схеме наиб. эффективностью обладают решётки с треугольным профилем штриха — эшелетты — при выполнении условия блеска, т. е. когда падающий и дифрагиров. пучки симметричны относительно нормали к отражающей грани штриха. Макс. эффективность (теоретич.) эшелеттов с золотым покрытием и частотой 600 штрихов на 1 мм достигается при угле блеска 2,5° и $\lambda \sim 10$ нм — св. 40%; для ОДР синусоидального и прямоуг. профиля она составляет соответственно ок. 30 и 20%. С увеличением частоты штрихов, а также при больших или меньших λ эффективность падает. Кроме того, реальная эффективность ниже теоретической в 1,5—2 раза из-за несовершенства формы штрихов и шероховатости их поверхности.

По форме ОДР могут быть плоскими, сферическими или асферическими. Вогнутые ОДР могут использоваться одноврем. в качестве диспергирующего и фокусирующего элементов. Для снижения значит. аберраций, возникающих при скользящем падении, применяют особые схемы расположения источника, решётки и детектора (напр., для сферич. решётки — схема Роуланда; см. *Рентгеновская спектральная аппаратура*), а также переходят к асферич. форме подложки (тороидальной, эллиптической или более высокого порядка). Для получения стигматич. изображений используют также перем. шаг и кривизну штрихов, при этом могут быть построены весьма светосильные ОДР, дающие спектральные изображения с разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^4$—$10^5$ [предельное разрешение обычных сферич. решёток с регулярными прямолинейными штрихами не превышает $(2$—$3)\cdot 10^3$].

Совр. способы изготовления ОДР — нарезка на металле (алюминий, золото) алмазным резцом на станке с управлением от ЭВМ (макс. частота 3600 штрихов на мм; возможно получение профиля штриха с малым углом наклона при ограничениях на форму подложки), а также голографич. методы с использованием УФ-лазеров и синхротронного излучения (макс. частота — до неск. десятков тысяч штрихов на мм). Для достижения оптим. профиля штрихов — треугольного или прямоугольного — и перехода голографич. рисунка решётки на более гладкую подложку применяют ионное травление. Для полученных таким способом кварцевых ОДР с прямоуг. штрихом КВ-граница составляет ок. 0,5 нм. С помощью *рентгеновской литографии* изготовляют рентгеновские ОДР с многослойным покрытием, к-рые могут работать с высокой эффективностью при больших θ вплоть до нормального падения, однако их область дисперсии ограничена спектральной шириной максимума отражения покрытия.

Пропускающие дифракц. решётки (ПДР) изготовляются методами микролитографии и представляют собой тонкопленочные структуры, обычно из Au, толщиной в неск. мкм. Макс. эффективность дифракции зависит от λ и в 1-м порядке может достигать 5—10% при плотности штрихов от неск. сотен до неск. тысяч на 1 мм. Вследствие конечной толщины структуры существует КВ-предел применения ПДР ($\sim$ 0,1 нм), ниже к-рого решётка становится практически прозрачной. ПДР могут устанавливаться в сходящемся или расходящемся пучке совм. с фокусирующей Р. о., при этом для коррекции возникающих аберраций шаг структуры делают переменным.

Зонные пластинки Френеля (ЗПФ) в рентг. диапазоне являются дифракц. аналогами обычных линз и обладают наивысшим из рентгенооптич. элементов пространственным разрешением. ЗПФ как рентгенооптич. элемент предложены в 1952 А. Баззом (A. Baez). Они служат осн. элементом в сканирующих и изображающих рентг. микроскопах с использованием синхротронного излучения. ЗПФ представляет собой искусств. микроструктуру с радиально расположенны-

Рис. 6. Фазовая зонная пластинка из кремния на длину волны 0,83 нм.

ми чередующимися кольцевыми, прозрачными, поглощающими или преломляющими областями, параметры к-рых связаны соотношением

$$r_n=\sqrt{nF\lambda+n^2\lambda^2/4}\ ,$$

где r_n — радиус n-й кольцевой зоны; F — её фокусное расстояние.

Эффективность ЗПФ зависит от оптич. свойств материалов и формы профиля зоны, заполненной материалом. Оптим. толщина $t_{опт}$ поглощающего (преломляющего) слоя для бинарного (прямоугольного) профиля определяется из ур-ния

$$2\sin\left(\frac{1}{\lambda}2\pi\delta t_{опт}\right)+2\frac{\beta}{\delta}\cos\left(\frac{1}{\lambda}2\pi\delta t_{опт}\right)=$$
$$=2\frac{\beta}{\delta}\exp\left(-2\pi\beta t_{опт}\right),$$

где β и δ — оптич. константы. Эффективность ЗПФ описывается ур-нием

$$\varepsilon_1=\pi^{-2}[1+\exp(-\pi\beta/\delta)^2]$$

и для сильно поглощающих материалов, напр. Au при $\lambda > 1$ нм ($\beta \gg \delta$), не превышает π^2. ЗПФ являются фазовыми, если изготовлены из материала с отношением $\beta/\delta < 0{,}1$. Так, для создания эффективных ЗПФ наилучшими свойствами обладают следующие хим. элементы: C (в интервале λ от 5,1 до 8,5 нм), Al (1,4—2,2 нм), Si (0,7—2 нм), Cu (0,4—0,5 нм), Ag (0,46—0,7 нм), Au (0,2—0,234 нм). На рис. 6 приведена фазовая ЗПФ из кремния.

Изображение, создаваемое ЗПФ, свободно от дисторсии, разрешение определяется размером последней зоны. Для создания ЗПФ применяют голографич. методы, а также электронно-лучевую литографию, плазмохим. травление, селективное хим. травление материалов и т. д. Технология создания ЗПФ включает получение тонких мембран из карбида и нитрида кремния, полиамида толщиной от долей мкм до неск. мкм. Радиус последней зоны должен составлять 1—2 мм с точностью до единиц нм. Размер последней зоны достигает 10 нм. В перспективе возможно создание киноформных ЗПФ со спец. формой профиля зоны (см. *Киноформ*).

Достоинства обычных ЗПФ — относит. простота их изготовления, возможность массового воспроизводства, относит. простота расчёта параметров структуры элементов. Недостатки — низкие термич. и радиац. стойкости, ограничение рабочего диапазона длин волн ($\lambda \sim 0{,}5$—1 нм), отсутствие возможности создания управляемых, переключаемых элементов, ограничения на апертуру и разрешение в связи с тем, что толщина оптич. элементов много больше λ. В результате необходимости учёта эффекта объёмной дифракции предельное разрешение ЗПФ оценивается по ф-ле

$$b_{мин}=\sqrt{\lambda t_{опт}}$$

и составляет для разл. элементов от 50 до 100 нм.

Брагг—френелевская оптика. Использование объёмной дифракции на многослойной или кристаллич. структуре с определ. формой поверхности или изменением периода отражающих плоскостей позволяет создать оптич. элементы, совмещающие высокое пространственное разрешение ЗПФ и высокое спектральное разрешение и механич. стабильность многослойных и кристаллич. структур. Идеальная брагг-френелевская линза (БФЛ) — трёхмерная голограмма точки, представляющая собой систему эллипсоидов или параболоидов вращения границ трёхмерных зон Френеля (рис. 7). БФЛ обладает хроматич. аберрациями, фокусирует все длины волн, отражаемые решёткой, в одну точку. Однако такая система весьма трудна в реализации, т. к. требует создания очень точной формы поверхности кристалла или зеркала. Синтезированные БФЛ, обладая всеми свойствами объёмных БФЛ, позволяют использовать плоские кристаллы или многослойные зеркала. Совмещая объёмные зоны Френеля с идеальной объёмной решёткой, периодической или апериодической, выделяя области, в к-рых положение границ системы объёмных зон Френеля и плоскостей решётки совпадают или отличаются не больше чем на четверть межплоскостного расстояния, получают структуру синтезированной БФЛ (рис. 7). Изменяя

Рис. 7. Схема получения брагг-френелевской зонной пластинки: A_1 и A_2 — когерентные источники; E — эллиптические изофазные поверхности; M — многослойная структура.

коэф. отражения или фазу рассеяния от зоны к зоне, можно получить эффект фокусировки, как и в случае плоской ЗПФ. Параметрич. ур-ния пространственной структуры БФЛ:

$$x=\frac{1}{\sqrt{1+k^2}}\left[a\xi\eta(1+k^2)-\frac{ak^2}{M_0}\right],$$

$$y^2=a^2(\xi^2-1)(1-\eta^2)-\left(ka\xi\eta-\frac{ak}{M_0}\right)^2,$$

$$z=\frac{ak}{M_0\sqrt{1+k^2}}\ ,$$

где k — тангенс наклона элемента к оптич. оси, M_0 — относит. коэф. увеличения системы, $2a$ — расстояние от объекта до изображения, $\xi > 1$ и $-1 < \eta < 1$— параметры системы, $\xi=\xi_0+n\lambda/4$, $\xi_0=\sqrt{(1+k^2/M_0^2)/(k^2+1)}$. Трёхмерные БФЛ изготовляются из совершенных кристаллов или зеркал с МСП. Одномерные брагг-френелевские элементы (БФЭ) с вариацией периода в объёме структуры являются дифракц. признаками. Управляя положением отражающих плоскостей БФЭ с помощью электрич., оптич. и УЗ-сигналов, можно менять коэф. отражения и фазу отражённой

волны. Модулировать положение отражающих плоскостей можно также путём смещения плоскостей из отражающего положения, изменением параметра решётки (межплоскостного расстояния) внеш. воздействием, искажением формы поверхности кристалла в целом импульсными или волновыми процессами и путём модуляции электронной плотности в кристалле. БФЭ могут быть использованы в широком диапазоне длин волн, имеют большие механич., термич. и радиац. устойчивости. На базе управляемых БФЭ можно создавать устройства сканирования рентг. пучком, модуляции и передачи информации. БФЛ, совмещённые с интерферометрами Фабри — Перо и изготовляемые на прозрачных для рентг. излучения мембранах, рассматриваются как осн. элементы для резонаторов рентг. лазеров.

Перспективы развития Р. о. связаны гл. обр. с совершенствованием технологии изготовления рентгеноопт. элементов (получения сверхгладких зеркальных поверхностей раал. профиля, улучшения качества поверхностей многослойных покрытий, повышения разрешения микроструктур и т. д.). Наибольшие надежды возлагаются на Р. о. многослойных покрытий и брэгг-френелевскую оптику в связи с разработкой рентг. лазеров, рентг. голографии, рентг. микроскопии и др. направлений.

Лит.: Знмкина Т. М., Фомичев В. А., Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия, Л., 1971; Burek A. J., Crystals for astronomical X-ray spectroscopy, «Space Sci. Instr.», 1976, v. 2, № 1/3, p. 53; Кауэли Д., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Пинскер З. Г., Рентгеновская кристаллооптика, М., 1982; Рентгеновская оптика и микроскопия, под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа, пер. с англ., М., 1987; Мишетт А., Оптика мягкого рентгеновского излучения, пер. с англ., М., 1989; Зеркальная рентгеновская оптика, под ред. А. В. Виноградова, Л., 1989; Аристов В. В., Ерко А. И., Рентгеновская оптика, М., 1991.

В. В. Аристов, А. И. Ерко, В. А. Слемзин, А. А. Снигирёв.

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ АППАРАТУРА — аппаратура для *рентгеновской спектроскопии* и *рентгеноспектрального анализа*, в к-рой рентг. излучение исследуемого объекта (или рентг. излучение непрерывного спектра, прошедшее через исследуемый объект) разлагается в спектр, регистрируется и анализируется. С помощью Р. с. а., напр., исследуют тонкую структуру рентг. спектров, определяют элементный состав вещества, осуществляют диагностику высокотемпературной плазмы (по рентг. спектрам многозарядных ионов).

Р. с. а. принципиально отличается от оптич. спектральной аппаратуры, т. к. прозрачных для рентг. излучения оптич. материалов не существует и в Р. с. а. не используется линзовая оптика. Отражение рентг. излучения основано на эффекте полного внеш. отражения (см. *Рентгеновская оптика*), а в дисперсионных системах используется дифракция рентг. лучей. В Р. с. а. диспергирующие и фокусирующие элементы объединены. Для рентг. излучения с длиной волны $\lambda < 2$ Å вся оптич. часть Р. с. а. должна быть помещена в вакуум, высокая энергия квантов рентг. излучения (10^3—10^5 эВ) позволяет проводить его регистрацию в счётном режиме.

Р. с. а. классифицируют по способу разложения излучения в спектр, типу рентг. источника и способу регистрации излучения. В дисперсионной Р. с. а. для разложения излучения в спектр используют дифракц. решётки и кристаллы-анализаторы, в недисперсионной — нужный узкий участок спектра выделяют сцинтилляц. счётчиком или пропорциональным счётчиком и полупроводниковым детектором с амплитудным анализатором импульсов. Источниками рентг. излучения могут служить высокотемпературная плазма, синхротроны, рентг. трубки, причём с помощью Р. с. а. исследуют как спектры испускания (флуоресцентные спектры), так и спектры поглощения (абсорбционные). По способу регистрации излучения Р. с. а. разделяют на спектрографы с фоторегистрацией (применяются в осн. в рентг. спектроскопии) и спектрометры с регистрацией детекторами рентг. квантов. По области спектра Р. с. а. делится на коротковолновую (с длиной волны $\lambda \sim 0{,}1 \div 2$ Å), длинноволновую ($\lambda \sim 2 \div 20$ Å) и ультрадлинноволновую ($\lambda \sim 20 \div 100$ Å) аппаратуру.

В дисперсионной Р. с. а. в ультрадлинноволновой области спектра излучение разлагают в спектр с помощью вогнутых дифракц. решёток скользящего падения (рис. 1). Разрешение спектрометров с дифракц. решёт-

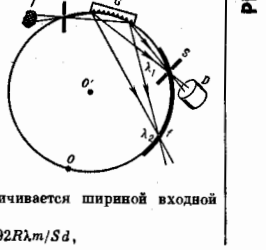


Рис. 1. Схема рентгеновского спектрометра с вогнутой дифракционной решёткой: G — дифракционная решётка; S — щель; I — источник излучения; f — фокальная окружность; O' — её центр; O — центр окружности, по которой изогнут кристалл, или центр вогнутой дифракционной решётки; D — детектор; λ_1, λ_2 — дисперсионные лучи ($\lambda_2 > \lambda_1$).

кой, как правило, ограничивается шириной входной щели и равно

$$\lambda/\Delta\lambda = 0{,}92R\lambda m/Sd,$$

где S — ширина щели, d — период решётки, m — порядок дифракции, R — радиус решётки.

В области спектра с $\lambda < 20$ Å излучение разлагают в спектр с помощью кристаллов-анализаторов (табл.),

Кристаллы-анализаторы и их характеристики

Кристалл	Отражающая плоскость	Межплоскостное расстояние, $2d$, Å	Максимальная разрешающая способность, $\lambda/\Delta\lambda$	Интегральный коэффициент отражения, 10^{-6}, рад
Кар	001	27,714	1400	8+18
Слюда (мусковит)	002	19,884	~2000	2+3
Гипс	020	15,168	—	—
ADP	101	10,659	10000	1+10
EDDT	020	8,808	—	—
PET	002	8,726	8000	10+20
Кварц	1010	8,512	20000	1+10
Кварц	1011	6,7153	10000	2+14
Графит	002	6,696	~100	50+200
Ge	111	6,5327	6000	—
Флюорит	111	6,28	—	—
Si	111	6,271	10000	2+10
Кальцит	211	6,069	15000	2+30
NaCl	200	5,64	—	—
Кварц	1120	4,912	30000	0,4+3,3
Топаз	200	4,638	—	—
Кварц	2020	4,246	—	—
LiF	200	4,028	~2000	~10
Ge	220	4,00	13000	17+23
Si	220	3,8399	29000	1+6
Кальцит	422	3,034	64000	0,4+0,9
LiF	220	2,848	~1300	10+20
Кварц	2023	2,806	90000	0,3+0,9
Топаз	303	2,712	—	—
Кварц	2240	2,451	—	—
Кварц	2243	2,024	144000	0,2+0,45
Кальцит	633	2,02	122000	0,3+0,6

в них происходит *дифракция рентгеновских лучей* на атомной структуре. В случае более ДВ-излучения дифракция происходит при отражении излучения от поверхности кристалла, в случае КВ-излучения — при его прохождении через кристалл. В первом случае отражающие атомные плоскости должны быть расположены вдоль, во втором — перпендикулярно поверхности кристалла. В Р. с. а. используются плоские (рис. 2), выпуклые (рис. 3) и вогнутые кристаллы-ана-

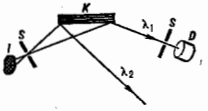


Рис. 2. Схема рентгеновского спектрометра с плоским кристаллом: K — кристалл-анализатор (остальные обозначения см. на рис. 1).

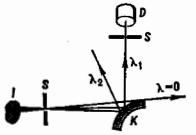


Рис. 3. Схема рентгеновского спектрометра с выпуклым кристаллом (обозначения на рис. 3—9 те же, что на рис. 1 и 2).

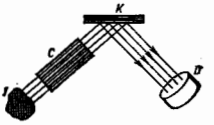


Рис. 4. Схема рентгеновского спектрометра с плоским кристаллом и коллиматором Соллера (*C*).

лизаторы. Схемы с выпуклыми и плоскими кристаллами позволяют исследовать излучение в широком диапазоне спектра, но являются дефокусирующими. Для повышения светосилы в спектрометрах с плоским кристаллом служит многопластинчатый коллиматор Соллера (рис. 4), ограничивающий угл. расходимость падающего на кристалл излучения от 1° до неск. угл. минут. В фокусирующей Р. с. а. применяются вогнутые кристаллы с цилиндрич. и сферич. поверхностями. В методах Иоганна (рис. 5), Кошуа (рис. 6) и Дю-Монда

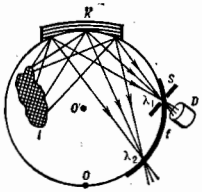


Рис. 5. Схема спектрометра Иоганна.

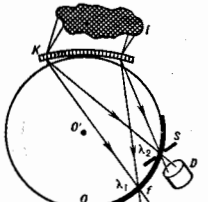


Рис. 6. Схема спектрометра Кошуа.

(рис. 7) плоская кристаллич. пластинка изгибается по цилиндрич. поверхности радиуса R, а щель располагается на фокальной окружности радиуса $r = R/2$; эти методы дают довольно острую (но не строго точную) фокусировку спектральных линий. В методе Иоганссона (рис. 8) после предварит. изгиба пластинки кристалла по радиусу R её шлифуют, доводя до цилиндрич. поверхности радиуса $r = R/2$, что обеспечивает точную фокусировку спектра на фокальную окружность. В методе Гамоша (рис. 9) применяются цилиндрически изогнутые кристаллы, а щель и плоскость регистрации располагаются на оси цилиндрич. поверхности. Фокусировка в этом случае осуществляется в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии. Спектральное разрешение в кристаллич. спектрометрах ограничивается разрешением выбранного кристалла-анализатора.

В качестве детекторов в Р. с. а. используются рентг. фотоплёнка, газовые детекторы (*ионизационные камеры*, *пропорциональные счётчики*, *Гейгера счётчики*),

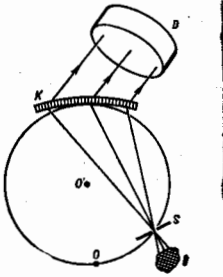


Рис. 7. Схема спектрометра Дю-Монда.

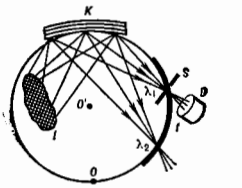


Рис. 8. Схема спектрометра Иоганссона.

сцинтилляционные детекторы, *полупроводниковые детекторы* и др. (см. *Детекторы частиц*). Выбор детектора зависит от характера решаемой задачи, спектраль-

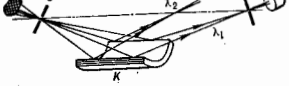


Рис. 9. Схема спектрометра Гамоша.

ного диапазона, требований к чувствительности, пространственному или временно́му разрешению и др. причин.

Недисперсионная Р. с. в. основана на особенностях поглощения рентг. лучей в веществе и работы нек-рых детекторов рентг. излучения. В ультрадлинноволновой области спектра монохроматизация излучения ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10$) обеспечивается сочетанием тонких поглощающих фильтров из разл. материалов и зеркал скользящего падения, а также с помощью многослойных интерференц. зеркал. В ДВ- и КВ- областях для выделения сравнительно узких участков спектра применяется неск. пар сбалансиров. фильтров с одинаковым коэф. пропускания во всей области спектра, за исключением узкой области между краями поглощения элементов, из к-рых сделаны фильтры каждой пары. Фотометры с такими фильтрами и радиоактивным изотопом в качестве источника первичного излучения служат для флуоресцентного и абсорбционного рентг. излучения (сцинтилляц. и пропорц. счётчики, полупроводниковые детекторы); возможен такой режим работы, когда амплитуда регистрируемого импульса пропорц. энергии рентг. кванта. С использованием амплитудного анализатора импульсов детектора можно проводить измерения интенсивности излучения в зависимости от энергии квантов $\mathscr{E}$. Такие детекторы регистрируют не-

посредственно рентг. излучение и могут работать в качестве спектрометров, характеризующихся очень высокой светосилой, но сравнительно небольшим спектральным разрешением (для пропорц. счётчика $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} \simeq 10^{-1}$, для полупроводникового детектора $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} \simeq 10^{-2}$); они применяются в рентгеновском спектральном анализе.

Рентгеновские спектрометры, выпускаемые пром-стью и предназначенные для рентгеновского спектрального анализа, разделяются на простые (одноканальные), регистрирующие узкий участок спектра, в к-ром находится аналитич. линия определ. элемента, двухканальные и многоканальные (квантометры). Т. н. микроанализаторы позволяют производить локальный спектральный анализ; в них обеспечена возможность либо непрерывного изменения частоты излучения, направленного в определ. точку образца, либо сканирования излучения определ. частоты вдоль одного пространственного направления образца. Возбуждение первичного рентг. излучения образца в микроанализаторах осуществляется электронным пучком (зондом) диаметром ок. 1 мкм, а разложение излучения в спектр — светосильными спектрометрами с изогнутыми кристаллами или вогнутыми дифракц. решётками, а также бескристальными спектрометрами с полупроводниковыми детекторами рентг. излучения. Анализ регистрируемого излучения (рентгеноспектральный электронно-зондовый микроанализ) позволяет получать увеличенное изображение сканируемой поверхности в рентг. излучении определ. элемента и даёт возможность с достаточно высокой точностью получать данные об элементном составе объектов с чувствительностью ок. 10^{-15} г.

Лит.: Блохин М. А., Методы рентгено-спектральных исследований, М., 1959; Плотников Р. И., Пшеничный Г. А., Флюоресцентный рентгенорадиометрический анализ, М., 1973; Рид С. Дж. Б., Электронно-зондовый микроанализ, пер. с англ., М., 1979; Рентгенотехника. Справочник, кн. 1—2, М., 1980; Лосев Н. Ф., Смагунова А. Н., Основы рентгеноспектрального флуоресцентного анализа, М., 1982; Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, М., 1988; Рентгенофлуоресцентный анализ, под ред. Н. Ф. Лосева, Новосиб., 1991.

А. П. Шевелько.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — см. *Спектроскопия рентгеновская.*

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ ТОМОГРА́ФИЯ — метод послойного исследования структуры неоднородных объектов в рентг. излучении, основанный на зависимости линейного коэф. поглощения μ в рентг. диапазоне от состава и плотности вещества; один из методов вычислит. *томографии.*

Классич. схема этого метода, впервые предложенная в медицинской рентгенографии для повышения контраста теневых изображений внутр. органов, приведена на рис. 1. При фиксиров. положении источника излучения S на фотоплёнке образуется теневое изображение, являющееся суммой проекций всех слоёв объекта O, через к-рые проходит пучок. Если в процессе съёмки синхронно перемещать источник и фотоплёнку (или источник и объект, объект и фотоплёнку) так, чтобы пучок проходил в процессе экспозиции только через один и тот же участок объекта в слое F, то изображение $И$ этого участка получится наиб. чётким, изображения др. участков окажутся «размазанными». Этот метод не позволяет полностью избавиться от наложения проекций др. участков на исследуемый; кроме того, длительность экспонирования, повышающая контраст, для живых организмов ограничена допустимыми дозами облучения.

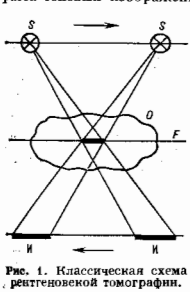


Рис. 1. Классическая схема рентгеновской томографии.

В основе совр. методов Р. т. лежит др. подход: они базируются на применении мощных вычислит. методов обработки данных, получаемых томографич. сканированием, один из вариантов к-рого приведён на рис. 2. Узкий пучок рентг. излучения от источника S, сформированный коллиматором K, просвечивает объект O,

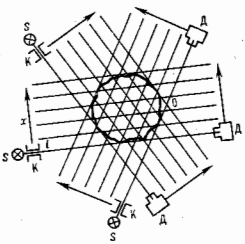


Рис. 2. Схема сканирующего томографа.

после чего регистрируется детектором $Д$. При синхронном перемещении источника и детектора вдоль иек-рого направления x осуществляется последоват. сканирование всех участков объекта, причём связь зарегистрированной детектором интенсивности излучения I с линейным коэф. поглощения μ среды объекта имеет вид интегрального ур-ния:

$$I(x)=I_0 \exp\left[-\int_l \mu(x,l)dl,\right.$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка, dl — элемент пути поглощения вдоль луча l, соответствующего направлению сканирования. Измерения повторяются для неск. направлений сканирования относительно объекта. Для ускорения съёмки применяют неск. источников или перемещающийся источник с расходящимся «веерным» пучком, распределение интенсивности в к-ром измеряется двумерным координатно-чувствительным детектором (рис. 3). Для восстановления распределения μ, а следовательно, плотности и

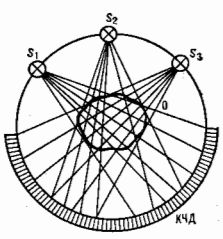


Рис. 3. Схема рентгеновского томографа с несколькими источниками (S_1, S_2, S_3) и координатно-чувствительным детектором (КЧД).

состава вещества по объёму объекта используют спец. алгоритмы обработки данных на ЭВМ. Синтезируя далее картину распределения плотности тканей объекта в разл. сечениях, можно установить границы здоровых и поражённых участков, напр. при исследованиях опухолей мозга, патологич. изменениях сердца, сосудов, поражениях костной ткани и в др. случаях, когда прямая диагностика затруднена или вообще невозможна.

Методы Р. т. используются также в технике неразрушающей дефектоскопии конструкц. материалов, электрич. кабелей, механич. узлов, испытывающих большие нагрузки (напр., лопаток турбин авиац. двигателей),

и в др. случаях, когда важна точная информация о неоднородностях в объёме тела.

Лит.: Левин Г. Г., Вишняков Г. Н., Оптическая томография, М., 1989; Физика визуализации изображений в медицине, под ред. С. Удобба, пер. с англ., [т. 1—2], М., 1991.

В. А. Слемзин.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ ТОПОГРА́ФИЯ — совокупность методов получения изображений дефектов в кристаллах при помощи дифракции рентг. лучей. Во всех методах Р. т. рентг. пучок от источника направляют на кристалл так, чтобы для всего кристалла или его части выполнялось *Брэгга — Вульфа условие*; возникающие при этом дифрагиров. пучки (иногда и прошедший пучок) регистрируются фотопленкой; зафиксиров. изображение наз. рентг. т о п о г р а м м о й.

Процесс дифракции рентг. волны в искажённом дефектами кристалле рассматривается в рамках приближениях кинематич. и динамич. теорией (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). В обоих случаях влияние искажений атомной структуры на дифракцию описывается параметром локального отклонения положения атомных плоскостей кристалла от брагговского: $\mathrm{ctg}\theta\cdot\delta d/d + \delta\theta$, где θ — угол Брэгга, первое слагаемое учитывает локальное изменение δd межплоскостного расстояния d для отражающих атомных плоскостей, второе — их локальный угол поворота $\delta\theta$. Интенсивность дифрагированного и прошедшего пучков на поверхности выхода из кристалла определяется значениями этого параметра в объёме кристалла, где происходит дифракция рентг. волн. Т. о., распределение интенсивности регистрируемых пучков отображает отклонения строения кристаллич. структуры от идеальной, т. е. рентг. топограмма содержит информацию об искажениях структуры (дефектах). В зависимости от применяемого метода съёмки на топограмме видны границы блоков, единичные дислокации, включения, дефекты упаковки, магн. домены, неоднородности распределения примеси, границы окисных плёнок на поверхностях кристаллов и изделий из них, а также искажения, вызванные внеш. полями (напр., температурными, акустическими и т. п.). Анализ дифракц. контраста (распределения интенсивности) изображений дефектов проводится на основе динамич. теории рассеяния рентг. лучей и позволяет определять нек-рые качественные (знак избыточного объёма включений, направление вектора Бюргерса *дислокаций*), а в нек-рых случаях и количественные характеристики дефектов (величину деформации, величину вектора Бюргерса дислокаций и пр.).

Как правило, в Р. т. используется только двухволновая дифракция, когда для каждого пучка излучения с длиной волны λ условие Брэгга — Вульфа выполняется только для одной системы отражающих плоскостей и возникает только один дифрагиров. пучок. В соответствии с ф-лой Брэгга расходимость дифрагиров. пучка $\delta\theta_d$ в плоскости рассеяния связана с его спектральной шириной $\delta\lambda_d$ соотношением

$$\delta\theta_d = \mathrm{tg}\,\theta\cdot\delta\lambda_d/\lambda. \qquad (1)$$

Если расходимость падающего на кристалл пучка велика, т. е.

$$\delta\theta_i > \mathrm{tg}\theta\cdot\frac{\delta\lambda_d}{\lambda} \qquad (2)$$

($\delta\lambda_i$ — спектральная ширина падающего на кристалл пучка), то $\delta\theta_d$ лимитируется спектральной шириной падающего на кристалл излучения в соответствии с соотношением (1); обычно этот случай реализуется при съёмке в монохроматическом (напр., характеристическом) излучении. Расходимость падающей волны определяется как

$$\delta\theta_i = \delta x/l,$$

где δx — размер источника в плоскости рассеяния, l — расстояние от источника до кристалла. Напр., при

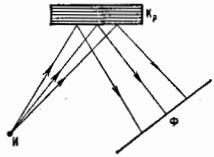


Рис. 1. Схема съёмки рентгеновских топограмм по методу Шульца для исследования блочных кристаллов Кр; И — точечный источник непрерывного спектра. Повороты блоков приводят к смещению их изображения на фотопластинке Ф.

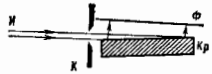


Рис. 2. Схема съёмки топограмм по методу Берга — Барретта для наблюдения дефектов в тонких приповерхностных слоях кристалла: И — источник монохроматического излучения; К — коллиматор; Кр — кристалл; излучение падает на кристалл под скользящим углом (1—5°).

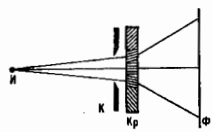


Рис. 3. Схема съёмки топограмм по методу Фудживара для наблюдения блочных монокристаллов; И — микрофокусный источник излучения непрерывного спектра; К — коллиматор; съёмка производится при одновременном отражении излучения от разных семейств атомных плоскостей кристалла Кр. Схема Фудживара аналогична схеме съёмки *лауэграмм*, но в ней используется сильно расходящийся пучок, изучается распределение интенсивности излучения в каждом дифракционном пятне.

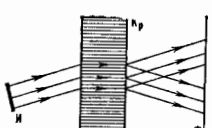


Рис. 4. Схема съёмки топограмм по методу Бормана. В результате эффекта Бормана при выполнении условий Брэгга — Вульфа коэффициент поглощения идеального кристалла Кр уменьшается на два порядка. Дефекты, для к-рых не выполняется условие Брэгга — Вульфа, поглощают излучение источника И, что приводит к их изображению на фотопластинке Ф.

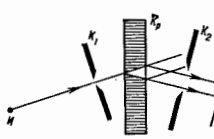


Рис. 5. Схема съёмки топограмм по методу Ланга для наблюдения дефектов в высокосовершенных полупроводниковых монокристаллах. Используется характеристическое излучение K_{α_1} от микрофокусного источника *И*, которое коллимируется коллиматором K_1 так, чтобы условие Брэгга — Вульфа выполнялось для излучения K_{α_1} и не выполнялось для излучения K_{α_2}. Фотоплёнку Ф сканируют синхронно с кристаллом *Кр* для получения изображения дефектов по всей длине кристалла.

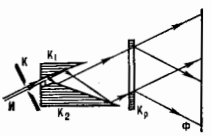


Рис. 6. Схема метода плосковолновой топографии для наблюдения дефектов с особо слабыми полями искажений (от микродефектов — кластеров, дислокационных микропетель размером 1 мкм и т. д.). Отражение от кристаллов K_1 и K_2 используется для получения высокой коллимации пучка (с расходимостью 0,1—0,01″) монохроматического излучения. Кристалл Кр удерживают в определённом отражающем положении в течение десятков часов.

съёмке в излучении непрерывного спектра и при использовании микрофокусного источника часто справедливо обратное соотношение

$$\delta\theta_i < \mathrm{tg}\,\theta \cdot \frac{\delta\lambda_d}{\lambda}. \qquad (3)$$

В этом случае $\delta\theta_d = \delta\theta_i$, а $\delta\lambda_d$ даётся соотношением (1).

Пространственное разрешение на топограмме в плоскости рассеяния определяется геом. и дифракц. уширениями. Геом. уширение $\delta x_G = \delta\theta_d \cdot l_1$, где l_1 — расстояние от кристалла до фотопластинки, $\delta\theta_d$ определяется по ф-ле (2) или (3). Дифракц. уширение описывается динамич. теорией дифракции рентг. лучей и может быть оценено как $\Lambda \mathrm{tg}\theta$, где $\Lambda = \lambda\cos\theta/\chi_{hkl} \cdot C$ — длина *экстинкции*, χ_{hkl} — фурье-компонента *поляризуемости рентгеновской*, соответствующая атомным плоскостям с индексами Миллера (hkl) и коэф. $C = \cos 2\theta$ или 1 (для поляризации в плоскости рассеяния и в перпендикулярной ей плоскости соответственно).

Разрешение в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния, определяется геом. уширением, к-рое может быть уменьшено путём оптимизации схемы съёмки. Принципиальный предел разрешения Р. т. обусловливает дифракц. уширение. Разрешение лимитируется также разрешающей способностью фотопластинок, к-рая не превышает обычно 300—500 линий/мм. Суммарное действие всех факторов на практике позволяет получать на рентг. топограммах изображение с разрешением ~ 3—5 мкм.

Все методы Р. т. дают изображение в масштабе, равном или близком 1:1, увеличенное изображение получают оптич. увеличением топограмм. Методы Р. т. применимы для исследования почти совершенных кристаллов,

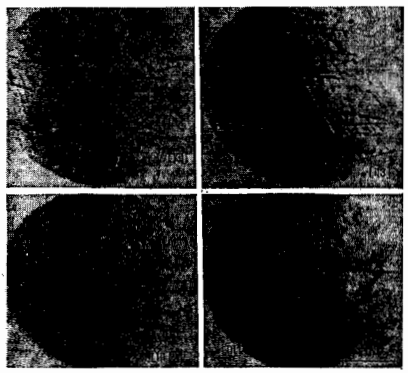


Рис. 7. Топограммы монокристалла Si, полученные с помощью синхротронного излучения. Толщина кристалла 0,35 мм, энергия электронов 7,2 ГэВ, ток в кольце 7 мА, время экспозиции 40 с.

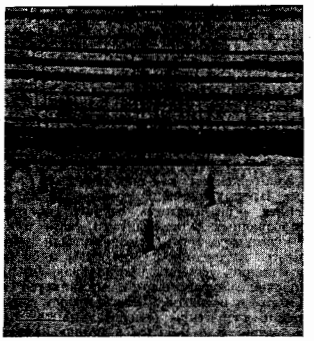


Рис. 9. Топограммы одного и того же кристалла Si, снятые по методу Ланга в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Отражение (220), излучение Cu K_{α_1}, время экспозиции каждой топограммы 5 ч: *а* — отражающая поверхность с индексами Миллера (110), тонкие вертикальные чёрные линии — дислокации, горизонтальные полосы — слоя с неоднородно распределённой примесью, возникшие вследствие колебаний концентрации примеси в расплаве за фронтом кристаллизации при вырашивании кристалла (полосы роста); *б* — отражающая поверхность с индексами Миллера (001), изображения тех же дислокаций, что и на рис. *а*, но ориентированных вдоль распространения пучка.

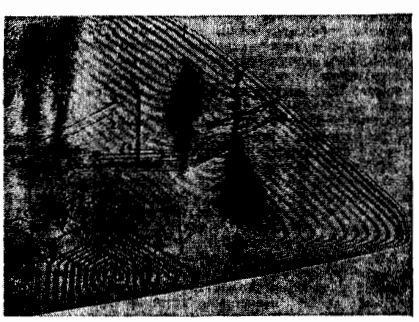


Рис. 8. Топограмма монокристалла Si, полученная методом Ланга. Тонкие чёрные линии — единичные дислокации, тёмные участки — скопления дислокаций, параллельные полосы вдоль краёв кристаллов — экстинкционные контуры или полосы равной толщины.

Рис. 10. Изображение магнитных доменов монокристалла железоиттриевого граната на рентгеновской топограмме, снятой по методу Ланга. Толщина кристалла 180 мкм, излучение Ag, K_{α_1}, отражение (800), время экспозиции 60 ч.

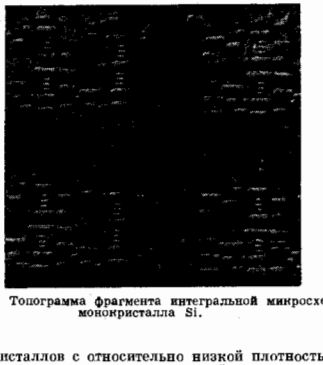


Рис. 11. Топограмма фрагмента интегральной микросхемы из монокристалла Si.

т. е. кристаллов с относительно низкой плотностью дефектов. Допустимая плотность дефектов зависит от применяемой схемы съёмки (рис. 1—6) и лимитируется разрешением; напр., для съёмки по методу Ланга (рис. 5) плотность дислокаций не должна превышать 10^4 $см^{-1}$. На рис. 7—11 приведены примеры рентг. топограмм с изображением нек-рых дефектов кристаллич. структуры. Преимущества Р. т. перед обычной оптич. микроскопией — возможность изучать дефекты структуры непроарачных для видимого света кристаллов, высокая чувствительность, позволяющая регистрировать относит. изменения δd (до 10^{-8}) и $\delta\theta$ (до 0,1″). Р. т. существенно уступает просвечивающей электронной микроскопии в разрешении, но является неразрушающим методом исследования и контроля и применима для изучения структуры относительно толстых кристаллов — толщиной от ~ 1 мм в методе Ланга до неск. см в методе Бормана, основанном на *аномального пропускания эффекте*. Осн. область применения Р. т.— исследование и контроль качества высокосовершенных монокристаллов полупроводников и изделий из них. Недостатки Р. т.— относительно низкое разрешение, большая продолжительность съёмки (от неск. до десятков часов). Для сокращения съёмки применяются мощные источники рентг. излучения — аппараты с вращающимся анодом и синхротроны, для регистрации — системы визуализации рентг. изображения, в частности рентгеноптич. преобразователи-усилители яркости и рентгенотелевиз. системы, позволяющие проводить наблюдения в режиме реального времени.

Лит.: Berg W., History of load of deformed crystals, «Z. Kristallogr.», 1934, v. 89, № 3/4, p. 286; Barrett C. S., New microscopy and its potentiality, «Trans. Amer. Inst. Min. and Metal. Eng.», 1945, v. 161, p. 15; Shultz L. G., Method of using a fine focus X-ray tube — for examing the surface of single crystals, там же, 1954, v. 200, p. 1082; Borrmann G., Hildebrandt G., Röntgen-Wellenfelder in grossen Kalkspatkristallen und die Wirkung einer Deformation, «Z. Naturf.», 1956, Bd 112, H. 7, S. 585; Bonse U., Zur röntgenographischen Bestimmung des Typs einzelner Versetzungen in Einkristallen, «Z. Phys.», 1958, Bd 153, H. 3, S. 278; Lang A. R., The projection topograph; a new method in X-ray diffraction microradiography, «Mem. Defense Academy», 1963, v. 2, № 5, p. 127; Инденбом В. Л., Чуховский Ф. Н., Проблема изображения в рентгеновской оптике, «УФН», 1972, т. 107, в. 2, с. 229; Каули Д., Физика дифракции, пер. с англ., М., 1979; Computer controlled X-ray topographic imaging system, «The Rigaku Journal», 1984, v. 1, № 1, p. 23; Дифракционные и микроскопические методы в материаловедении, пер. с англ., М., 1984; Инвал В. Н., Гаврилова Л. А., Опыт применения рентгенотелевизионной топографической установки для наблюдения изображений дефектов кристаллов в условиях аномального прохождения рентгеновских лучей, «Зав. лаборатория», 1987, т. 53, № 9, с. 60.

В. И. Кушнир, Э. В. Суворов.

РЕНТГЕ́НОВСКАЯ ТРУ́БКА — источник *рентгеновского излучения*, возникающего при бомбардировке вещества анода (антикатода) электронами, эмитируемыми катодом электровакуумной трубки. В Р. т. электроны ускоряются электрич. полем, часть их энергии переходит в энергию рентг. излучения. Излучение Р. т. является *тормозным излучением* в рентг. диапазоне длин волн, при достаточных энергиях электронов на него накладывается характеристич. излучение вещества анода. Р. т. применяют в рентг. структурном анализе, *рентгеноспектральном анализе*, дефектоскопии, рентгенотерапии и рентгенодиагностике и т. д. В зависимости от области использования Р. т. различаются по типу конструкции, способу получения пучка электронов и его фокусировки, вакуумированию, охлаждению анода, раамерам и форме фокуса (области излучения на поверхности анода) и др. Наиб. широко применяются т. н. отпаянные Р. т. с термоэмиссионным катодом, водяным охлаждением анода, электростатич. фокусировкой электронов (рис.). Термоэмиссионный катод Р. т. обычно

Схема рентгеновской трубки для структурного анализа: *1* — металлический анодный стакан (обычно заземляется); *2* — окна из бериллия для выхода рентгеновского излучения; *3* — термоэмиссионный катод; *4* — стеклянная колба; *5* — выводы катода, к которым подводится напряжение накала, а также высокое (относительно анода) напряжение; *6* — электростатическая система фокусировки электронов; *7* — анод; *8* — патрубки для охлаждающей системы.

представляет собой спираль или прямую вольфрамовую нить, накаливаемую электрич. током. Рабочий участок анода — металлич. зеркальная поверхность — расположен перпендикулярно или под нек-рым углом к электронному пучку. Для получения сплошного тормозного спектра рентг. излучения высоких энергий и интенсивностей служат аноды из Au или W; в структурном анализе используются Р. т. с анодами из Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Mo, Ag. Осн. характеристики Р. т.— предельно допустимое ускоряющее напряжение (1—500 кВ), электронный ток (0,01 мА — 1 А), уд. мощность, рассеиваемая анодом ($10—10^4$ Вт/мм²), общая потребляемая мощность (0,002 Вт — 60 кВт). Кпд Р. т. составляет 0,1—3%.

РЕНТГЕ́НОВСКИЕ ПУЛЬСА́РЫ — источники переменного нериодич. рентг. излучения, представляющие собой вращающиеся *нейтронные звёзды* с сильным магв. полем, излучающие за счёт *аккреции*. Магн. поля на поверхности Р. п. ~ $10^{11}—10^{14}$ Гс. *Светимости* большинства Р. п. от 10^{35} до 10^{39} эрг/с. Периоды следования импульсов P от 0,07 с до неск. тыс. секунд. Р. п. входят в тесные двойные звёздные системы (см. *Тесные двойные звёзды*), вторым компонентом к-рых является нормальная (невырожденная) звезда, поставляющая вещество, необходимое для аккреции и нормального функционирования Р. п. Если второй компонент находится на стадии эволюции, когда скорость потери массы мала, нейтронная звезда не проявляет себя как Р. п. Рентг. пульсары встречаются как в массивных молодых двойных звёздных системах, относящихся к населению I *Галактики* и лежащих в её плоскости, так и в маломассивных двойных системах, относящихся к населению II Галактики и принадлежащих к её сферич. составляющей. Р. п. открыты также в Магеллановых Облаках. Всего открыто ок. 30 Р. п.

На нач. этапе исследований рентг. объектам присваивались наименования по созвездиям, в к-рых они находятся. Напр., Геркулес X-1 означает первый по рентг. яркости объект в созвездии Геркулеса, Кентавр

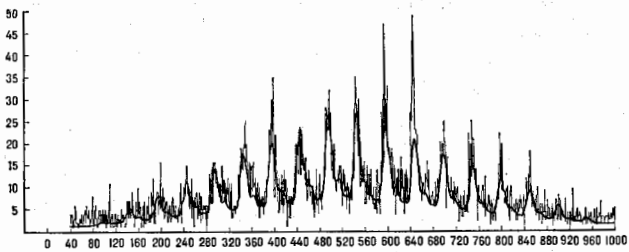


Рис. 1. Запись излучения рентгеновского пульсара КентаврX-3, полученная со спутника «Ухуру» 7 мая 1971. По вертикальной оси — число отсчётов за временной интервал 1 бин = 0,096 с, по горизонтальной — время в бинах. Регистрируемый поток максимален, когда источник находится в центре поля зрения счётчика, ограниченного коллиматором. Из-за вращения спутника регистрируемый средний поток сначала нарастает, а затем спадает. На эту простую зависимость от времени наложены периодические пульсации, связанные с собственной переменностью источника.

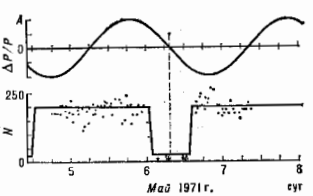


Рис. 2. Долгопериодическая переменность рентгеновского излучения источника Кентавр X-3 (нижний график, N — число отсчётов, $с^{-1}$). Видны характерные рентгеновские затмения. На верхнем графике приведены изменения периода P, доказывающие движение пульсара вокруг центра масс двойной системы ($A \approx \approx 1{,}387 \cdot 10^{-4}$).

X-3 — третий по яркости в созвездии Кентавра. Р. п. в Малом Магеллановом Облаке обозначается как SMC X-1, в Большом Магеллановом Облаке — LMC X-4 [часто встречающаяся в обозначениях рентг. источников буква X — от англ. X-rays (рентг. лучи)]. Обнаружение со спутников большого числа рентг. источников потребовало др. системы обозначений. Напр., 4U 1900—40 соответствует обозначению Р. п. Паруса X-1 в четвёртом каталоге спутника «Ухуру» (США). Первые четыре цифры обозначают прямое восхождение (19 ч 00 мин), вторые две вместе со знаком дают склонение объекта (см. *Координаты астрономические*). Аналогичный смысл имеют цифры в обозначении источников, открытых спутником «Ариэль» (Великобритания), напр. A0535 + 26. Обозначения типа GX1+4 относятся к источникам в центр. области Галактики. Цифры соответствуют галактич. координатам l и b (в данном случае $l = 1°$, $b = +4°$). Употребляются и др. обозначения. Так, открытый с борта советских АМС «Венера-11, -12» в эксперименте «Конус» вспыхивающий Р. п. с периодом около 8 секунд получил наименование FXP0520—66.

Переменность излучения рентгеновских пульсаров. Короткопериодич. переменность рентг. излучения Р. п. иллюстрирует рис. 1, на к-ром приведена запись излучения одного из первых открытых Р. п.— Кентавра X-3 (май 1971, спутник «Ухуру»). Период следования импульсов $P = 4{,}8$ с.

На рис. 2 показана долгопериодич. переменность Р. п. Кентавр X-3. Раз в двое суток Р. п. нериодически «исчезает» (затмевается) на 11 ч (ниж. график). Тщательные исследования показали также, что P зависит от фазы двухдневного периода $T = 2{,}087$ сут по гармонич. закону (верх. график): $\Delta P/P = A\cos[2\pi(t - t_0)/T]$, где $\Delta P = P - P_0$ — изменение P, P_0 — невозмущённое значение P, A — амплитуда относит. изменения P, t_0 соответствует одному из моментов, когда отклонение периода максимально. Эти два факта интерпретируются однозначно: Р. п. входит в двойную систему с орбитальным периодом, равным T. «Исчезновения» объясняются затмениями Р. п. вторым компонентом двойной системы. По продолжительности затмения можно сделать вывод о том, что второй (затмевающий) компонент заполняет свою *полость Роша*. Периодич. изменения P обусловлены эффектом Доплера при орбитальном движении Р. п. вокруг центра масс двойной системы. Амплитуда изменения периода $A = (v/c)\sin i$, где i — угол наклонения орбиты двойной системы (в этой системе близок к 90°), v — скорость орбитального движения Р. п.;

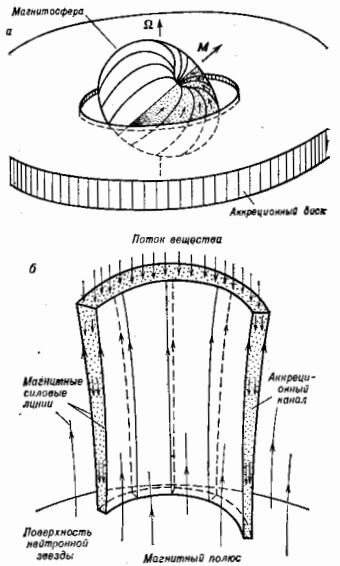


Рис. 3. Упрощённая картина аккреции на замагниченную нейтронную звезду в двойной системе. Газ поступает к звезде как в геометрически тонком диске, так и сферически-симметричным образом. Реальная магнитосфера имеет более сложную форму, чем это изображено на рис. *а* (Ω и M — угловая скорость вращения и магнитный момент нейтронной звезды). Условия вмораживания плазмы в магнитосферу благоприятны не на всей её поверхности. Вмороженная плазма течёт вдоль магнитных силовых линий к магнитным полюсам (стрелки). Вблизи полюсов аккреционный канал представляет собой незамкнутый венец (*б*).

$v \sin i = 416$ км/с, эксцентриситет орбиты мал. Рентг. затмения обнаружены далеко не во всех двойных системах с Р. п. (для наблюдения затмений необходимо, чтобы луч зрения был близок к плоскости орбиты двойной системы), а периодич. изменения P — в большинстве двойных систем с Р. п.

После открытия Р. п. в его окрестности обычно быстро находят переменную оптич. звезду (второй компонент двойной системы), блеск к-рой меняется с периодом, равным орбитальному или в два раза меньшим (см. ниже). Кроме того, спектральные линии оптич. компонента испытывают доплеровский сдвиг, периодически изменяющийся с орбитальным периодом двойной системы. Оптич. переменность двойных систем с Р. п. обусловлена двумя эффектами. Первый эффект (эффект отражения) наблюдается в системах, в к-рых светимость оптич. звезды меньше светимости Р. п. Сторона звезды, обращённая к Р. п., прогревается его рентг. излучением и в оптич. лучах оказывается ярче, чем противоположная сторона. Вращение двойной системы приводит к тому, что наблюдается то более яркая, то менее яркая сторона звезды. Такой эффект наиб. отчётливо проявляется в системе, включающей Р. п. Геркулес X-1 и звезду HZ Геркулеса. На единицу поверхности этой звезды, обращённой к рентг. источнику, падает в тридцать раз больше энергии в виде рентг. излучения, чем поступает из недр звезды. В результате амплитуда оптич. переменности превышает 2^m в фильтре B (см. *Астрофотометрия*). Часть рентг. излучения отражается атмосферой звезды, но осн. доля поглощается ею и перерабатывается в оптич. излучение, к-рое слабо пульсирует с периодом P. Часть энергии уходит на эфф. нагревание вещества на поверхности, сопровождающееся формированием т. н. индуциров. *звёздного ветра*. Второй эффект, называемый эффектом эллипсоидальности, связан с тем, что форма звезды, заполняющей полость Роша, заметно отличается от сферической. В результате два раза за орбитальный период к наблюдателю обращена б. ч. поверхности и два раза — меньшая. Такая переменность с периодом, вдвое меньшим орбитального периода, наблюдается в двойных системах, где светимость оптич. компонента намного превышает рентг. светимость Р. п. В частности, именно благодаря такой переменности был открыт нормальный компонент источника Кентавр X-3.

Аккреция на нейтронную звезду с сильным магнитным полем. В тесных двойных звёздных системах возможны два осн. типа аккреции: дисковая и сферически-симметричная. Если перетекание вещества идёт преим. через внутр. точку Лагранжа (см. в ст. *Полость Роша*), то перетекающее вещество обладает значит. уд. моментом кол-ва движения и вокруг нейтронной звезды образуется аккреционный диск. Если нормальная звезда теряет вещество посредством звёздного ветра, то возможны формирование ударной волны и близкая к сферически-симметричной аккреция за ней.

Свободное падение (при сферически-симметричной аккреции) возможно лишь на больших расстояниях R от звезды. На расстоянии $R_м \sim 100$—1000 км (радиус

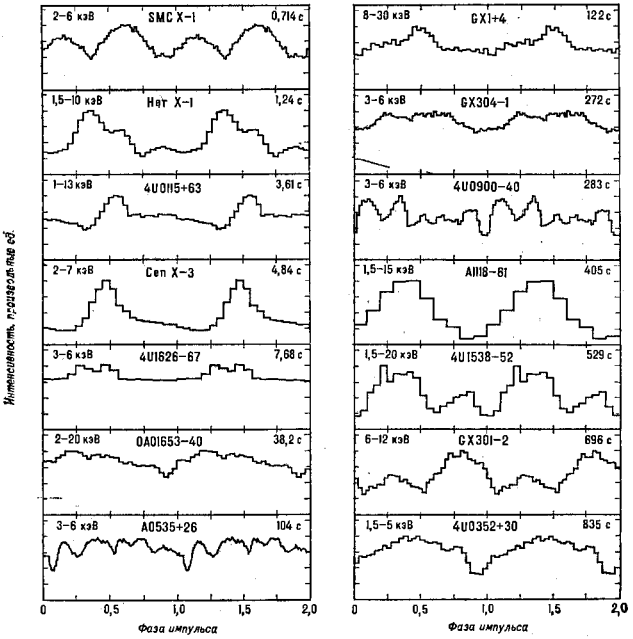


Рис. 4. Профили импульсов ряда рентгеновских пульсаров. Приведены интервалы энергий, для которых получены данные, и периоды P.

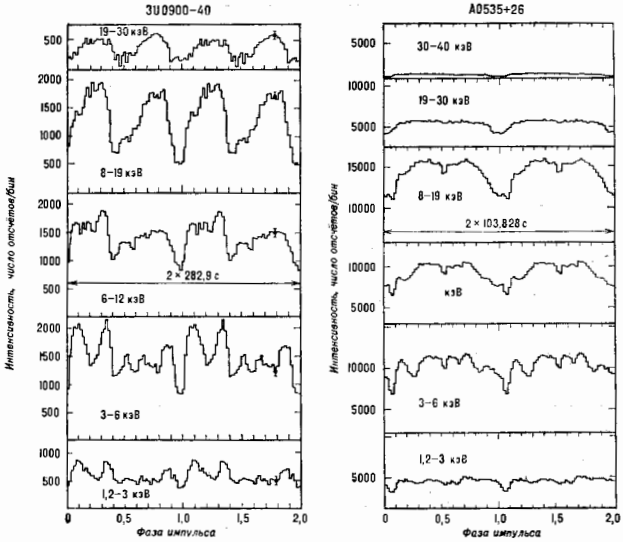


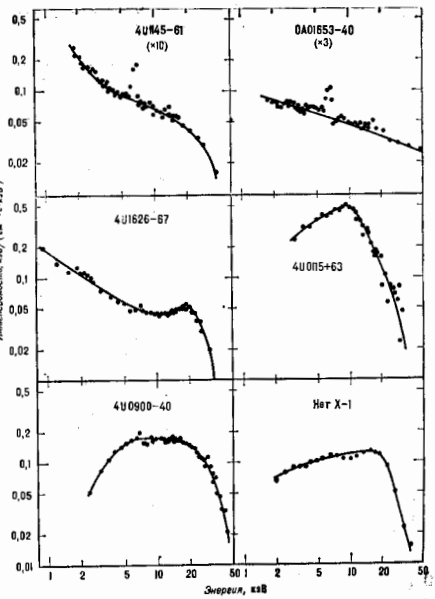
Рис. 5. Зависимость профиля импульсов от энергии для двух рентгеновских пульсаров.

Рис. 6. Спектры ряда рентгеновских пульсаров. Заметна рентгеновская линия железа с $h\nu \approx \approx 6{,}5$— 7 кэВ.

магнитосферы) давление магн. поля нейтронной звезды $B^2/8\pi \propto R^{-6}$ сравнивается с давлением аккрецирующего потока вещества $\rho V^2 \propto R^{-4/5}$ (ρ — плотность вещества) и останавливает его. В зоне $R < R_м$ формируется замкнутая магнитосфера нейтронной звезды (рис. 3, *а*), вблизи $R_м$ возникает ударная волна, в к-рой плазма охлаждается излучением Р. п. за счёт комптоновского рассеяния. Благодаря неустойчивости Рэлея—Тейлора становится возможным проникновение капель плазмы внутрь магнитосферы, где происходит их дальнейшее дробление и вмораживание в магн. поле. Магн. поле канализирует поток аккрецирующей плазмы и направляет её в область магн. полюсов (рис. 3, *б*). Зона, на к-рую выпадает вещество, по-видимому, не превышает по площади 1 км². На поверхности нейтронной звезды гравитац. энергия связи на единицу массы $\eta \approx 0{,}15\ c^2$. Поток выпадающего на звезду вещества, необходимый для поддержания светимости $L_x \sim 10^{35}$—10^{39} эрг/с, равен $\dot{M} \sim L_x/\eta \sim 10^{15}$—$10^{19}$ г/с $= 10^{-11}$—$10^{-7} M_\odot$ в год. На 1 см² поверхности выпадает более тонны вещества в секунду. Скорость свободного падения составляет 0,4 *с*.

В Р. п. со светимостью $L_x < 10^{36}$ эрг/с падающие протоны и электроны тормозятся в атмосфере (образованной веществом, выпавшим на нейтронную звезду за ничтожные доли секунды до этого) за счёт ядерных и кулоновских столкновений. Выделяющаяся энергия излучается слоем, поверхностная плотность к-рого ок. 10—20 г/см², а толщина — неск. метров. Существует предположение, что может возникнуть тонкая (неск. см) бесстолкновительная ударная волна, в к-рой выделяется вся кинетич. энергия аккрецирующего потока.

В Р. п. со светимостью, близкой к $5 \cdot 10^{36}$ эрг/с, колоссальное энерговыделение в зоне магн. полюсов приводит к тому, что сила давления излучения (см. *Давление света*) на падающие электроны способна остановить поток аккрецирующего вещества. Вблизи поверхнос-



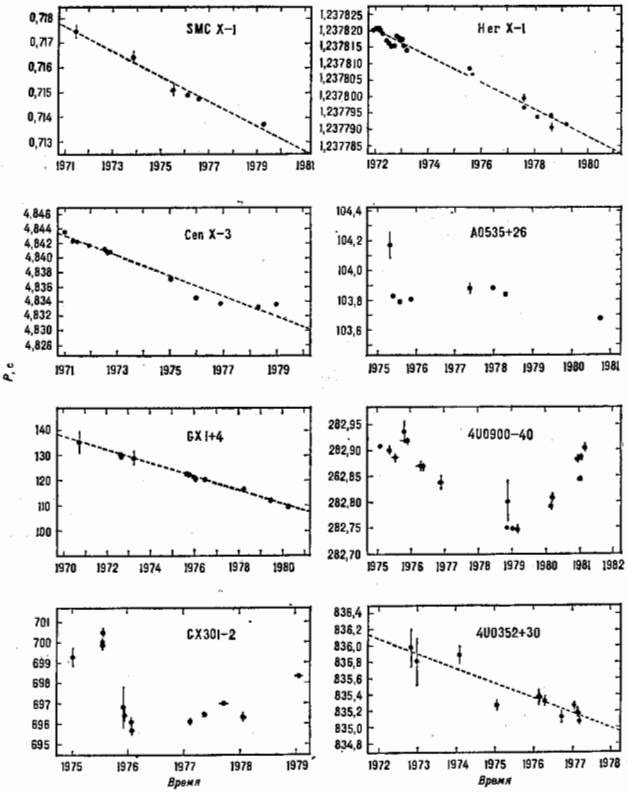


Рис. 7. Зависимость периода P (в с) от времени для ряда рентгеновских пульсаров.

ти нейтронной звезды (на высоте меньше 1 м) может сформироваться радиац.-доминиров. ударная волна. В такой ударной волне давление излучения намного превышает давление плазмы. Падающие на звезду электроны тормозятся силой давления излучения, обусловленной томсоновским рассеянием излучения, идущего снизу. Одновременно останавливаются связанные с электронами электростатич. силами протоны, несущие осн. кинетич. энергию. Эта энергия расходуется на увеличение энергии фотонов вследствие их многократных рассеяний на высокоскоростных электронах (комптонизации). Часть «жёстких» фотонов уходит к наблюдателю, а часть попадает в плотные слои атмосферы (нейтронной звезды), нагревая её. В этих слоях вследствие тормозного излучения рождаются многочисл. «мягкие» фотоны, к-рые, испытывая томсоновское рассеяние на падающих электронах, тормозят падающее вещество.

Если светимость Р. п. превышает 10^{37} эрг/с, то над поверхностью нейтронной звезды в районе магн. полюсов формируется аккреционная колонка. Радиац. доминиров. ударная волна возникает на большой высоте над поверхностью нейтронной звезды (сотни метров и даже километров). В ней происходит торможение потока. Под ударной волной осуществляется режим оседания. Излучение уходит через боковую поверхность колонки, вещество же в ней медленно оседает, выделяя гравитац. энергию, превращающуюся в тепло и излучение. Силам гравитации противодействует градиент давления излучения, запертого в радиац.-доминиров. колонке. Колонка может обеспечить светимость, намного превышающую *критическую светимость*, т. к. с боков она удерживается магн. полем, а не силами гравитации. Более того, если магн. поле нейтронной звезды превышает 10^{13} Гс, то в основании колонки темп-ра плазмы и излучения достигает 10^{10} К. При таких темп-рах происходят процессы рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар. Нейтрино, образующиеся в реакции $e^+ + e^- \to \nu + \bar{\nu}$, уносят осн. долю светимости. Рентг. светимость (превышающая критическую) составляет малую долю нейтринной светимости $L_\nu = \eta \dot{M}$, причём

светимости SMC X-1 и LMC X-4 $\sim 10^{39}$ эрг/с, т. е. намного превышают критическую. Эти объекты имеют, по-видимому, и значит. нейтринную светимость. Излучаемые нейтрино прогревают недра нейтронной звезды и, поглощаясь в недрах нормального компонента двойной системы, дают малый вклад в его оптич. светимость. Поток аккрецирующего вещества в таких объектах может достигать $(10^{-6}—10^{-5})M_\odot$ в год. В этом случае возможна ситуация, когда за $10^9—10^5$ лет «работы» Р. п. на нейтронную звезду выпадает ок. $1M_\odot$ вещества, будет превышен предел устойчивости для нейтронных звёзд, произойдёт *гравитационный коллапс*, сопровождаемый взрывом *сверхновой звезды* редко встречающегося типа и образованием *чёрной дыры*. Это может произойти лишь при дисковой аккреции, когда давление излучения не препятствует аккреции на больших расстояниях от тяготеющего центра.

Формирование профилей импульсов и спектры излучения рентгеновских пульсаров. Выделение энергии в огранич. зоне вблизи полюсов нейтронной звезды в совокупности с её вращением приводит к феномену пульсара: наблюдатель видит излучающую зону под разными углами и принимает переменный во времени поток рентг. излучения. Период P равен периоду вращения нейтронной звезды. Наличие сильного магн. поля может приводить к направленности излучения. В зависимости от соотношения между энергией фотонов $h\nu$, напряжённостью магн. поля H и темп-рой плазмы T_e могут формироваться как «карандашная», так и «ножевая» диаграммы направленности. Важнейший параметр — гирочастота (циклотронная частота) электрона $\nu_H = eH/2\pi m_e c$. Степень направленности является ф-цией отношений ν/ν_H и kT/ν_H. Диаграмма направленности определяет форму профиля импульсов Р. п. Профили импульсов ряда Р. п. приведены на рис. 4. Вид профилей у многих Р. п. изменяется с увеличением энергии фотонов (рис. 5).

Спектр излучения нейтронной звезды должен быть многокомпонентным. Излучают ударная волна, аккреционная колонка, поверхность нейтронной звезды вблизи основания колонки, плазма, текущая по магнитосфере к полюсам нейтронной звезды. Эта плазма поглощает жёсткое излучение колонки и переизлучает его в «мягком» рентг. диапазоне как в континууме (непрерывном спектре), так и в рентг. линиях (характеристических и резонансных) ионов тяжёлых элементов. Спектры (рис. 6) решающим образом зависят от светимости Р. п. и напряжённости магн. поля, поэтому они сильно отличаются друг от друга.

Если потоки плазмы на магнитосфере Р. п. высокой светимости не покрывают всю её поверхность, то образуются «окна», в к-рые свободно выходит «жёсткое» излучение, в то время как др. направления для него закрыты из-за большой оптич. толщи потоков плазмы. Вращение нейтронной звезды должно приводить к пульсациям излучения. Это ещё один механизм формирования профиля рентг. импульсов.

Важнейшим этапом в изучении Р. п. явилось открытие гириолинии [спектральной линии, обусловленной циклотронным излучением (либо поглощением) электронов] в спектре Р. п. Геркулес X-1. Открытие гириолинии дало метод прямого эксперим. определения магн. полей нейтронных звёзд. Гириолиния в спектре Р. п. Геркулес X-1 соответствует $h\nu_H = 56$ кэВ. Согласно соотношению $h\nu_H = 1{,}1\ (H/10^{12}$ Гс) кэВ, напряжённость магн. поля на поверхности этой нейтронной звезды $\approx 5 \cdot 10^{12}$ Гс.

Ускорение и замедление вращения нейтронных звёзд. В отличие от радиопульсаров (нек-рые из них, в частности *пульсары* в Крабе и Парусах, излучают в рентг. диапазоне), излучающих за счёт энергии вращения замагниченной нейтронной звезды и увеличивающих свой период со временем, Р. п., излучающие за счёт аккреции, ускоряют своё вращение. Действительно при дисковой аккреции вещество, выпадающее из магнитосферу, имеет заметный уд. момент кол-ва движения. Вмораживаясь в магн. поле, аккрецирующая плазма движется к поверхности звезды и передаёт ей свой момент кол-ва движения. В результате вращение звезды ускоряется и период следования импульсов уменьшается. Этот эффект характерен для всех Р. п. (рис. 7). Однако иногда наблюдается и замедление вращения. Это возможно в случае, если изменяется темп аккреции либо направление момента кол-ва движения аккрецирующего вещества. Среди механизмов, приводящих к увеличению периода, обсуждается т. н. пропеллерный механизм. Предполагается, что асимметричная атмосфера нейтронной звезды вращается в атмосфере, созданной аккрецирующим со звуковой скоростью газом, при этом генерируются звуковые или ударные волны, возбуждаются конвективные течения, отводящие момент количества движения от магнитосферы к звёздному ветру, обтекающему нейтронную звезду.

Р. А. Сюняев.

РЕНТГЕ́НОВСКИЕ СПЕ́КТРЫ — спектры испускания (эмиссионные Р. с.) и поглощения (абсорбционные Р. с.) *рентгеновского излучения*. В зависимости от механизма возбуждения рентг. излучения, от излучающей системы Р. с. могут быть непрерывными или линейчатыми. Линейчатый Р. с. испускают атомы и ионы после ионизации их внутр. оболочек при последующем заполнении образовавшихся вакансий; такой Р. е. наз. характеристическим, т. к. однозначно характеризует излучаемый атом. Непрерывным является тормозной Р. с. (см. *Тормозное излучение*), спектр *синхротронного излучения* или *ондуляторного излучения* в рентг. диапазоне. Чаще всего исследуют Р. с. твёрдых тел, возбуждаемые *рентгеновской трубкой*. Большой интерес представляет изучение Р. с. *многозарядных ионов* и *плазмы*. Для получения и исследования Р. с. применяют спектрометры 2 типов: спектрометры с диспергирующим элементом — кристалл-анализатором или дифракц. решёткой (т. н. волновая дисперсия) и спектрометры на основе пропорц. детектора и амплитудного анализатора импульсов (т. н. энергетич. дисперсия; см. *Рентгеновская спектральная аппаратура*).

Спектр излучения рентг. трубки — первичного рентг. излучения — является наложением характеристического Р. с. на тормозной. Исследуемое вещество в этом случае служит анодом трубки. Характеристич. излучение атомов анода возбуждается при ионизации их внутр. оболочек электронным пучком, тормозное излучение — при торможении электронов в веществе анода. Характеристич. Р. с. получаются также при возбуждении флуоресценции в рентг. диапазоне вещества первичным рентг. излучением.

Характеристические рентгеновские спектры состоят из спектральных серий (K, L, M, N, O), все линии каждой из к-рых объединены общим начальным уровнем ионизации; уровни энергии, с к-рых происходит квантовый переход при заполнении образовавшейся вакансии для линий одной серии различны. Вероятность излучат. переходов разл. мультипольности, а следовательно, и интенсивность соответствующих спектральных линий определяются различными *отбора правилами*. Переходы для наиб. ярких линий K- и L-серий, а также обозначения этих линий приведены на рис. 1. Линии одной серии элементов образуют одинаковые группы дублетов, что позволило дать им одинаковые для всех ат. номеров Z обозначения греческими или латинскими буквами. Зависимость спектрального положения одноимённых линий от Z определяется *Мозли законом*.

С возрастанием напряжения V на рентг. трубке в Р. с. появляются одновременно все линии q-серии, когда V превысит потенциал V_q возбуждения нижнего общего для них уровня энергий (q-серия — одна из K-, L-, M-, ...серий). С дальнейшим повышением V электроны проникают глубже в анод, всё большее число

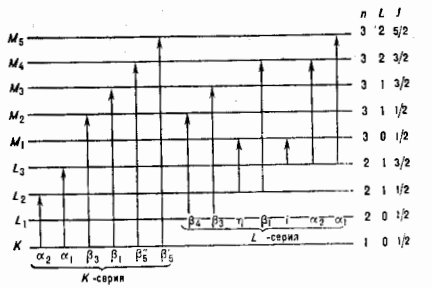


Рис. 1. Схема K-, L- и M-уровней энергии атома и основные линии K- и L-серий; n, l, j — главное, орбитальное и внутреннее квантовые числа уровней энергий K, L_1, L_3 и др.

атомов возбуждается и испускает излучение q-серии: интенсивность I_q линий растёт. Для напряжений $V_q < V < 3V_q$ интенсивность q-линий $I_q \sim (V - V_q)^2$. С дальнейшим ростом V рентг. излучение частично поглощается атомами анода при выходе из него, рост I_q замедляется. При $V \approx 11V_q$ с дальнейшим повышением V интенсивность I_q уменьшается, т. к. большинство возбуждённых атомов располагается так глубоко в аноде, что их излучение поглощается в нём.

При возбуждении первичным излучением **флуоресценции** в рентг. диапазоне длин волн (см. *Люминесценция*) интенсивность линий флуоресценции зависит от энергии $\hbar\omega$ фотонов первичного излучения. Если $\omega < \omega_q$, где ω_q — частота порога возбуждения q-серии, то $I_q = 0$. При $\omega = \omega_q$ появляется вся q-серия флуоресцентного излучения, но с дальнейшим возрастанием $\omega > \omega_q$ интенсивность I_q быстро падает. Поэтому для возбуждения флуоресцентного излучения для анода используют вещество, яркие линии характеристич. спектра к-рого расположены со стороны частот $\omega > \omega_q$ и как можно ближе к ω_q. Для возбуждения флуоресцентного излучения q-серии данного элемента можно также использовать тормозное излучение анода рентг. трубки из атомов элементов с возможно бо́льшим Z.

Интенсивность характеристич. спектра (как первичного, так и флуоресцентного) зависит от вероятности p_r излучат. перехода атома с вакансией на q-уровне, к-рая определяется суммарной вероятностью испускания фотонов при заполнении данной вакансии электроном каждого из вышерасположенных уровней. Однако с вероятностью p_A та же вакансия может заполняться электроном безызлучательно в результате *оже-эффекта*. Для K-серии средних и тяжёлых элементов $p_r > p_A$, для лёгких элементов $p_r < p_A$. Для остальных серий всех элементов $p_r \ll p_A$. Отношение $f = p_r/(p_r + p_A)$ наз. выходом характеристич. излучения.

Кроме линий характеристич. излучения, появляющихся после однократной ионизации атома, в спектре обнаруживаются и более слабые линии, возникающие при двукратной (или даже многократной) ионизации атома, когда на разных его оболочках одноврем. образуются 2 (или более) вакансии. Если, напр., в атоме образовалась лишь одна вакансия в K-оболочке и она заполняется электроном $L_{2,3}$-оболочки, то атом испускает дублет $K\alpha_{1,2}$. Если кроме вакансии в K-оболочке в атоме образовалась ещё одна вакансия в $L_{2,3}$-оболочке, к-рая сохраняется при переходе атома из начального состояния двукратной ионизации $KL_{2,3}$ в конечное состояние также двукратной ионизации $L_{2,3}L_{2,3}$, то атом испускает излучение с энергией, немного превышающей энергию дублета $K\alpha_{1,2}$: в спектре появляется дублет $K\alpha_{3,4}$, называемый сателлитом осн. дублета $K\alpha_{1,2}$. В результате процессов, связанных с начальной двукратной (или многократной) ионизацией атома, в Р. с. появляются многочисл. сателлиты — спутники осн. линий однократной ионизации атома. Интенсивность сателлитов в десятки или сотни раз слабее интенсивности осн. линии, однако при бомбардировке атомов тяжёлыми ионами высокой энергии вероятность многократной ионизации атома превосходит вероятность его однократной ионизации и интенсивность осн. линии оказывается значительно меньше интенсивности сателлитов.

Тормозной рентгеновский спектр. Тормозное излучение рентг. трубки возникает при рассеянии электронов на электростатич. поле атома. Потеря энергии электрона на излучение при этом носит квантовый характер и сопровождается испусканием фотона с энергией $\hbar\omega$, к-рая не может превосходить кинетич. энергию $\mathscr{E}$ электрона: $\hbar\omega \leqslant \mathscr{E}$. Частота ω_0, соответствующая равенству $\hbar\omega_0 = \mathscr{E}$, наз. **квантовой границей** тормозного спектра. Длина волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ (также называемая границей тормозного спектра) зависит от напряжения V на рентг. трубке:

$$\lambda_0 = hc/eV = 1{,}240/V$$

(λ_0 — в нм, V — в кВ). При $\lambda < \lambda_0$ интенсивность тормозного излучения $I_T = 0$. С ростом λ от λ_0 до $\lambda_m = (^3/_2)\lambda_0$ интенсивность I_T возрастает, а затем падает, т. к. возрастает поглощение тормозного излучения веществом анода, т. е. возбуждение его K-серии (рис. 2).

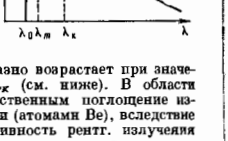


Рис. 2. Спектральное распределение интенсивности I_T тормозного излучения рентгеновской трубки по длинам волн λ; λ_0 — квантовая граница спектра, λ_m — длина волны излучения при максимальной интенсивности, λ_K — квантовая граница возбуждения K-серии атома анода.

Интенсивность I_T скачкообразно возрастает при значении λ, большем значения λ_K (см. ниже). В области бо́льших λ становится существенным поглощение излучения «окном» рентг. трубки (атомами Be), вследствие чего при $\lambda > 1{,}5$ нм интенсивность рентг. излучения практически равна нулю. С возрастанием напряжения V на рентг. трубке λ_0 и λ_m сдвигаются в сторону меньших λ.

Спектр поглощения получают, пропуская тормозное излучение рентг. трубки или синхротронное излучение через тонкий поглотитель. При энергиях фотонов $\hbar\omega > \mathscr{E}_K$ ($\mathscr{E}_K$ — энергия ионизации K-уровня атомов поглотителя) на атома в результате фотоэффекта могут быть вырваны электроны с любого из уровней энергии атома, т. е. в процессе поглощения участвуют электроны всех оболочек атома. При $\mathscr{E}_L < \hbar\omega < \mathscr{E}_K$ электроны K-оболочки не вырываются излучением и в процессе поглощения участвуют лишь электроны всех остальных оболочек, начиная с L-оболочки. Поэтому при $\hbar\omega = \mathscr{E}_K$ наблюдается **скачок поглощения** S_K. В этой точке спектра поглощение резко уменьшается и интенсивность рентг. излучения, прошедшего через поглотитель, скачком возрастает. Скачок поглощения S_K изменяется с ат. номером Z элементов от 35 для самых лёгких элементов до 5 для самых тяжёлых. Аналогичные скачки поглощения наблюдаются и при переходе через энергии $\mathscr{E}_q$ остальных q-уровней атома. Поскольку каждой энергии $\mathscr{E}_q$ соответствует свой скачок поглощения, эти энергии наз. краями поглощения q-уровней. Каждый край поглощения определяет вместе с тем и квантовую границу возбуж-

дения соответствующей спектральной серии эмиссионного Р. с.

Интенсивность рентг. излучения, прошедшего через поглотитель с поверхностной плотностью m (в г/см²), определяется ф-лой $I = I_0 \exp(-\tau m)$, где I_0 — интенсивность излучения до поглощения, τ — массовый коэф. поглощения (в см²/г). В пределах между двумя соседними краями поглощения τ растёт $\sim \lambda^3$. Зависимость $\tau(\lambda)$ во всём интервале λ представляет спектр поглощения. С коротковолновой стороны от каждого края поглощения величина τ претерпевает флуктуации, к-рые несут информацию о структуре вещества и изучаются методами рентгеновской спектроскопии.

Для осуществления излучат. перехода в атоме после возникновения вакансии на его внутр. оболочке необходимо, чтобы на более удалённой оболочке был хотя бы один электрон. Так, после образования вакансии в K-оболочке фотон линии $K\alpha_{1,2}$ испускается при переходе $L_{2,3} \to K$. У свободных атомов с возрастанием Z первый электрон в оболочке $L_{2,3}$ появляется только у B ($Z = 5$). Однако взаимодействие атомов в твёрдом теле изменяет распределение электронов по оболочкам атома и линия $K\alpha_{1,2}$ наблюдается уже у Li ($Z = 3$).

Особый интерес представляет эмиссионный переход атома при заполнении внутр. вакансии электроном валентной оболочки атома, если она заполнена частично, т. е. когда в ней имеются вакансии. Так, при наличии вакансии на K-уровне, заполняемой электронами с валентного $M_{4,5}$-уровня, K-электрон в процессе поглощения может быть заброшен на вакансию $M_{4,5}$-уровня, а один из электронов этого же уровня заполняет K-вакансию, т. е. абсорбционный и эмиссионный переходы взаимно обратны, и энергия поглощаемого фотона равна энергии испускаемого фотона (линия $K\beta_5$). С возрастанием Z оболочка $M_{4,5}$ полностью заполняется и поглощение возможно лишь при забрасывании K-электрона в более удалённую оболочку, где имеются вакансии. Т. о., при возрастании Z атом, у к-рого впервые энергия поглощаемого фотона (края поглощения) превысит энергию фотона $K\beta_5$-линии, имеет заполненную $M_{4,5}$-оболочку. Если для свободных атомов эта оболочка впервые заполняется у Cu ($Z = 29$), то в твёрдом теле такое заполнение происходит только у Ge ($Z = 32$). Т. о., Р. с. позволяют получить полную картину заполнения электронных оболочек атома в твёрдых телах при возрастании Z.

Р. с. нашли применение в *рентгеноспектральном анализе*, в рентг. спектроскопии, *рентгеновском структурном анализе*, а также при исследовании распределения по уровням энергии электронов в атомах твёрдого тела.

Лит. см. при ст. *Рентгеновское излучение. М. А. Блохин.*

РЕНТГЕНОВСКИЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ — *стоячие волны*, возникающие в достаточно толстых монокристаллич. пластинах при падении на них «жёсткого» рентг. излучения (с длиной волны $\lambda \sim 5$—20 нм) под углом Брэгга (при выполнении *Брэгга — Вульфа условий*) и осуществлении в них динамич. *дифракции рентгеновских лучей*. Метод Р. с. в.— перспективный метод исследования структуры вещества.

Если на кристалл под углом Брэгга падает плоская волна рентг. излучения $E_0 \exp(i\mathbf{k}_0 r - i\omega t)$, то в объёме кристалла возникают когерентная суперпозиция этой волны и дифрагиров. волны $E_h \exp(i\mathbf{k}_h r - i\omega t)$ ($\mathbf{E}_0, \mathbf{E}_h$ — векторы напряжённости электрич. поля падающей и дифрагиров. волн соответственно, $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_h$ — их волновые векторы, r — радиус-вектор точки наблюдения, ω — круговая частота, t — время, $\mathbf{h} = \mathbf{k}_h - \mathbf{k}_0$ — вектор обратной решётки, направленный перпендикулярно отражающим плоскостям, величина $h = 2\pi n/d$, d — межплоскостное расстояние, n — порядок отражения).

Интенсивность $I(z)$ поля излучения в Р. с. в. не зависит от t и равна

$$I(z) = |E_0|^2 \left[1 + \frac{|E_h|^2}{|E_0|^2} + 2\frac{|E_h|}{|E_0|}\cos\left(\frac{2\pi n}{d} z + \alpha\right)\right], \quad (*)$$

где z — координата вдоль вектора обратной решётки, α — фаза комплексного отношения E_h/E_0. Значения отношения $|E_h|/|E_0|$ и фазы α зависят от конкретных условий, в частности от степени выполнения условия Брэгга — Вульфа и геометрии дифракции. При дифракции в геометрии Лауэ (вектор $\mathbf{h}$ параллелен поверхности кристалла) возникают две Р. с. в., для к-рых при точном выполнении условий Брэгга — Вульфа $|E_h| = |E_0|$, а фазы α равны нулю и π. Соответственно в одной волне положения пучностей совпадают с положением атомных плоскостей (в первом порядке отражения), а во второй — пучности располагаются между атомными плоскостями.

При дифракции в геометрии Брэгга (вектор $\mathbf{h}$ перпендикулярен поверхности кристалла) в толстом кристалле, полностью поглощающем падающее излучение, существует одна Р. с. в. Условие $|E_h| \approx |E_0|$ выполняется в иек-рой области углов падения — в т. н. области полного дифракц. отражения (ПДО), причём фаза α непрерывно меняет своё значение от нуля до π при сканировании через эту область.

Возникновение в кристалле Р. с. в. приводит к существ. изменению всех процессов взаимодействия рентг. излучения с веществом, в первую очередь процессов неупругого рассеяния (фотоэлектрич. поглощения, комптоновского рассеяния, теплового диффузного рассеяния). Эти изменения в свою очередь приводят к аномальной угл. зависимости интенсивности вылетающих из кристалла рентг. фотоэлектронов, рентг. флуоресцентного излучения, диффузного излучения, угл. зависимости рентгено-эдс и др. процессов. Типичные кривые угл. зависимости коэф. рентг. отражения $|E_h|^2/|E_0|^2$ (кривая *1*) и интенсивности поля излучения на атомных плоскостях (кривая *2*) при дифракции в геометрии Брэгга приведены на рис. Кривая *2* описывается ф-лой (*) при $z=0$, т. е. на поверхности кристаллич. пластины. В области полного дифракц. отражения, т. е. когда $|E_h| \approx |E_0|$, изменение интенсивности обусловлено только монотонным изменением фазы α от нуля до π. При этом узлы и пучности Р. с. в. перемещаются на половину межплоскостного расстояния.

Угол падения рентгеновского пучка вблизи области ПДО

Рентг. излучение при взаимодействии с веществом выбивает электроны в осн. из внутр. оболочек атомов. Эти электроны сильно локализованы вблизи атомных ядер и реагируют на наличие поля излучения только вблизи ядра. Поэтому угл. зависимость поглощения веществом рентг. излучения приближённо описывается кривой *2*. В точке, для к-рой $\alpha = \pi$, поглощение резко уменьшается, что является причиной *аномального пропускания эффекта*. Но наиб. ярко этот эффект проявляется в геометрии Лауэ, когда рентг. пучок падает под большим углом к поверхности кристалла, а коэф. экспоненциального затухания интенсивности уменьшается в десятки раз.

Возникновение Р. с. в. следует из общей динамич. теории дифракции рентг. лучей, разработанной П. П. Эвальдом (P. P. Ewald) и Ч. Дарвином (Ch. Darwin) в нач. 20 в., однако первым косвенным эксперим. доказательством их существования явилось наблюдение Х. Борманом (H. Borrmann) в 1941 эффекта аномального пропускания. Наиб. прямое доказательство существования Р. с. в.— измерение выхода вторичных излучений. Первый такой эксперимент был выполнен в 1962 Б. В. Баттерманом (B. W. Battermann), к-рый измерял выход флуоресценции Ge $K\alpha$ при дифракции Mo $K\alpha$-излучения в кристалле Ge в геометрии Брэгга. Однако ему

не удалось получить кривую *2*, впервые она была получена в 1970 В. Н. Шемелевым, М. В. Кругловым и В. П. Прониным при измерении фотоэлектронной эмиссии в монокристаллах Ge и Si.

Метод Р. с. в. используется для исследования структуры тонких приповерхностных слоёв монокристаллов, деформированных в результате внеш. воздействий (диффузии примесей, ионной имплантации, эпитаксиального наращивания плёнок разл. состава и т. д.). Этим методом изучают также структурное состояние примесных атомов в кристаллах и адсорбиров. слоёв на его поверхности, определяют степень аморфизации приповерхностных слоёв, измеряют разбухание кристаллич. структуры, приводящее к сдвигу атомных плоскостей по сравнению с исходным положением на малые доли ангстрема.

Ширина угл. области полного дифракц. отражения составляет величину порядка угл. секунды ($\sim 0{,}5 \cdot 10^{-5}$ рад). Поэтому для эфф. развития метода разрабатывается прецизионная гониометрич. аппаратура (см. *Рентгеновский гониометр*), работающая в автоматич. режиме и управляемая ЭВМ. С помощью этой аппаратуры кристалл можно поворачивать в прямом и обратном направлениях через положение полного дифракц. отражения в течение неск. ч, причём положение кристалла сохраняется с точностью до сотых долей угл. секунды. Разрабатываются также новые эфф. счётчики вторичных излучений.

Р. с. в. возникают также при динамич. дифракции др. типов излучений (электронов, нейтронов, ядерного гамма-излучения) с длиной волны ок. 10 им.

Лит.: Ковальчук М. В., Кон В. Г., Рентгеновские стоячие волны — новый метод исследования структуры кристаллов, «УФН», 1986, т.149, с. 69. *В. Г. Кон.*

РЕНТГЕНОВСКИЙ ГОНИОМЕТР — прибор для одновреМ. регистрирования направления дифрагированного на исследуемом образце рентг. излучения и положения образца в момент возникновения дифракции. Р. г. может быть самостоят. прибором, регистрирующим на фотоплёнке или пластине с фотостимулиров. люминесценцией дифракц. картину; в этом случае он представляет собой *рентгеновскую камеру*. Р. г. называют также все гониометрич. устройства, являющиеся составной частью *рентгеновских дифрактометров* и служащие для установления образца в положение, соответствующее условиям возникновения *дифракции рентгеновских лучей*, и детектора — в направлении дифрагиров. лучей.

В Р. г. с фоторегистрацией или с люминесцирующими пластинами для исследования монокристаллов или текстур выделяют дифракц. конус, соответствующий при вращении образца исследуемой кристаллографич. плоскости в обратном пространстве. Фотоплёнка и образец движутся синхронно, поэтому одна на координат на плёнке соответствует азимутальному углу дифрагиров. луча, вторая — углу поворота образца (так работают Р. г. Вайсенберга (рис. 1) и текстурный Р. г. Жданова). В Р. г. дифрактометров для монокристаллов может быть использована аналогичная геом. схема,

Рис. 1. Схема рентгеновского гониометра типа Вайсенберга. Зубчатые передачи и ходовой винт обеспечивают синхронное движение исследуемого образца (О) и цилиндрической кассеты (К) с рентгеновской плёнкой.

однако угол поворота образца и углы поворота и наклона счётчика в этом случае отсчитываются непосредственно по угл. датчикам, установленным на соответствующих валах. В случае использования двумерных позиционно-чувствит. детекторов в гониометре отсчитывается только угол поворота образца, а углы поворота и наклона дифрагиров. пучка пересчитываются из координат дифракц. пятна в детекторе. В рентг. дифрактометрах для исследования монокристаллов и текстур с точечным счётчиком широко применяется т. н. экваториальная геометрия: счётчик перемещается только в одной экваториальной плоскости, а образец поворачивается вокруг трёх эйлеровых осей таким образом, чтобы нормаль к заданной кристаллографич. плоскости в отражающем положении располагалась в экваториальной плоскости (рис. 2).

Рис. 2. Схема экваториального четырёхкружного гониометра для исследования монокристаллов. Лимб *1* измеряет Ф — угол поворота кристалла вокруг оси гониометрической головки; лимб *2* регистрирует χ — угол наклона оси Ф; лимб *3* измеряет ω — угол вращения кристалла относительно главной оси гониометра; лимб *4* измеряет угол поворота счётчика 2θ.

В Р. г. для исследования монокристаллов на образец направляется пучок с сечением $\sim 0{,}1 \div 0{,}5$ мм, сформированный коллиматором, состоящим из двух круглых диафрагм или двух фокусирующих зеркал полного внеш. отражения (см. *Рентгеновская оптика*). Чаще всего излучение монохроматизируется с помощью монохроматора из пиролитич. графита.

В Р. г. для исследования поликристаллич. образцов для повышения интенсивности дифракц. излучения используют первичные пучки с расходимостью в неск. градусов. Для получения высокого (в сотые и тысячные доли градуса) угл. разрешения применяются фокусирующие схемы Брэгга — Брентано, Зеемана — Болина или Гинье. Эти Р. г. являются двусовыми, с двумя коаксиальными осями. Для формирования пучков в них используются щели, монохроматизация пучков осуществляется с помощью фокусирующих монохроматоров из монокристаллов или пиролитич. графита на первичном и дифрагиров. пучках, а также селективных фильтров.

В одноосных малоугловых Р. г. основной является щелевой коллиматор, обеспечивающий мин. расходимость первичного пучка. Особенность Р. г. для исследования поверхностных слоёв монокристаллов методом *рентгеновских стоячих волн* — наличие встроенного пропорц. счётчика электронов, анализирующего электроны, выходящие из образца при дифракции рентг. лучей.

Лит.: Уманский М. М., Аппаратура рентгеноструктурных исследований, М., 1960; Хейкер Д. М., Рентгеновская дифрактометрия монокристаллов, Л., 1973; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979. *Д. М. Хейкер.*

РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИФРАКТОМЕТР — прибор для измерения интенсивности и направления рентг. пучков, дифрагированных на исследуемом образце (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Р. д. применяется для решения разл. задач *рентгеновского структурного анализа*, *рентгенографии материалов*, исследования реальной структуры монокристаллов. Он позволяет измерять интенсивность дифрагированного в заданном направлении излучения с точностью до десятых долей % и угол дифракции с точностью от неск. минут до долей секунды.

Р. д. состоит из источника рентг. излучения, рентг. гониометра, в к-рый помещают исследуемый образец, детектора излучения, электронного измерительно-регистрирующего устройства, управляющей ЭВМ. В Р. д. в отличие от камер для регистрации излучения не используют фотоматериалы или люминесцирующие пластины, а применяют сцинтилляционные, пропорциональные, полупроводниковые детекторы (см. *Детекторы частиц*, *Ионизирующее излучение*). В процессе измерения счётчик перемещается в гониометре и регистри-

рует в каждой точке число фотонов дифрагиров. излучения за определ. интервал времени. Используются также одномерные и двумерные позиционно-чувствит. счётчики указанных выше типов, фиксирующие одновременно и факт попадания фотона в детектор и его пространственные координаты в детекторе. Одномерными и двумерными детекторами можно параллельно измерять дифракц. картину во мн. точках и тем самым ускорять регистрацию одновременно возникающей одномерной или двумерной картины и упростить устройство гониометров. Напр., Р. д. для поликристаллич. образцов с одномерным детектором или Р. д. для макромолекулярных кристаллов с двумерным детектором позволяют на два порядка сократить время измерения при соответствующем сокращении дозы облучения образца.

Р. д. обладают более высокими по сравнению с рентг. фотогр. камерами точностью, чувствительностью, экспрессностью, бо́льшим динамич. диапазоном. Процесс получения информации в Р. д. может быть полностью автоматизирован, а обработка может производиться очень быстро, поскольку в них отсутствует необходимость проявления фотоплёнки или считывания с пластин фотолюминесценции (рентг. фотогр. камера с регистрацией на пластину с фотостимулированной люминесценцией, оборудованная считывающим устройством, управляемым ЭВМ, по степени автоматизации эквивалентна Р. д.). Универсальные Р. д. для поликристаллич. материалов могут быть использованы для разл. рентгеноструктурных исследований: фазового количеств. и качеств. анализа, текстурных исследований, изучения фазовых превращений, ориентирования монокристаллов, исследований *малоуглового рассеяния* и т. д., путём замены приставок к гониометрич. устройству. Так, существуют приставки для крупнокристаллич. образцов, исследований текстуры, низкотемпературных (до темп-р жидкого азота и гелия) и высокотемпературных (до темп-р ок. 3000 °К) исследований, приставки для ориентирования монокристаллов и т. д. Управляющая ЭВМ и соответствующие программы позволяют автоматически получать дифракц. картину и рассчитывать конечные результаты даже в универсальном Р. д. В больших лабораториях применяются более производительные и точные специализиров. Р. д., предназначенные для решения к.-л. одной задачи. Источником излучения в Р. д. может быть отпаянная рентг. трубка с точечной или линейной проекцией фокуса с использованием в качестве коллиматоров соответственно круглых или щелевых диафрагм. Для повышения яркости источника и сокращения времени эксперимента на порядок применяют непрерывно откачиваемые рентг. трубки с вращающимся анодом. На два и более порядка можно ускорить дифракц. эксперимент в Р. д., если использовать в качестве рентг. источника синхротронное излучение.

Лит. см. при ст. *Рентгеновский гониометр. Д. М. Хейкер.*

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ ЛА́ЗЕР — источник когерентного эл.-магн. излучения рентг. диапазона. Иногда используется термин «разер» по аналогии с «лазер» (см. *Лазер, Гамма-лазер*). Идея создания Р. л. появилась в нач. 1960-х гг. сразу же после создания лазеров. Осн. концепции создания сложились к нач. 70-х гг. Первый лабораторный Р. л. был создан в Ливерморской лаборатории им. Э. Лоуренса (США) в 1985 (была получена генерация на серии линий Ne-подобного иона селена в области 182—263 Å, наиб. яркая из к-рых — линия 206,3 Å). К настоящему времени (1991) получено квазинекогерентное рентг. излучение в режиме усиления спонтанного излучения с длиной волны от неск. сотен до десятков ангстрем, напр. 206Å (Sc^{24+}), 182 Å (C^{5+}), 81Å (F^{8+}), 46Å (Al^{11+}). Длительность импульса генерации Р. л. составляет 0,1—10 пс и определяется, как правило, временем жизни плазменного образования. Величина коэф. усиления за один проход лежит в пределах 3—16. Т. о., макс. усиление относительно уровня спонтанного излучения составляет $e^{16} \approx 10^7$. Макс. энергия, полученная в импульсе, ~10 мДж, угл. расходимость пучка ~10 мрад. Сравнение параметров импульса лазера *накачки* и импульса рентг. излучения показывает, что коэф. преобразования по энергии составляет лишь ~10^{-5}. Однако уже этого достаточно для проведения ряда физ. и биол. экспериментов. Р. л. обладают наивысшей импульсной яркостью по сравнению с др. источниками рентг. излучения.

Активная среда Р. л.— высокоионизованная плазма с электронной темп-рой от неск. сотен эВ до неск. кэВ, создаваемая при облучении мишени (напр., тонкой фольги из селена и иттрия) мощными лазерами видимого и ИК-диапазонов. Плазменное образование имеет длину в неск. см (0,5—5 см) и поперечный размер 0,01—0,1 см. Плазма создаётся, как правило, фокусировкой излучения либо 2-й гармоники Nd : YAG-лазера (см. *Твердотельный лазер*), либо излучения CO_2-лазера, имеющих энергию излучения ~1 кДж и длительность импульса генерации 0,1—10 пс. Энергия, необходимая для создания иона заданной кратности, и плотность атомов активного элемента в мишени определяют плотность энергии лазерного излучения накачки, необходимую для создания активной среды. Пороговые условия генерации Р. л. определяют мин. значения плотности ионов в плазме. Если длина поглощения генерируемого рентг. излучения больше длины активной области L кристалла, то пороговое условие генерации имеет вид

$$\mu_0 L > 1, \qquad (1)$$

где резонансный коэф. усиления

$$\mu_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Delta N}{V} \cdot \frac{1}{\Gamma T_1}; \qquad (2)$$

здесь $\Delta N = N_2 - (g_2/g_1)N_1$; N_2, N_1 — населённости верх. и нижн. рабочих уровней, g_2, g_1 — кратности их вырождения, Γ — ширина линии усиления, T_1 — спонтанное время жизни. Пороговая уд. мощность накачки определяется условием

$$W > \frac{\hbar\omega}{\delta} \frac{\Delta N}{V} \frac{1}{T_1} \qquad (3)$$

или

$$W_{\text{пор}} = \frac{\hbar\omega}{\delta} \frac{4\pi\Gamma}{\lambda^2 L} = \frac{4\pi\Gamma\hbar c}{\delta\lambda^2 L},$$

где $\hbar\omega = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$, $\delta = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/\mathscr{E}_и$ — отношение энергии рабочего перехода к энергии $\mathscr{E}_и$, затрачиваемой на создание иона требуемой кратности на верх. рабочем уровне. В предположении, что лазерное излучение полностью поглощается в слое плазмы, являющейся активной средой и имеющей длину L и поперечный диаметр d, а также что ширина линии усиления определяется доплеровским уширением $\Gamma = \Delta\omega_D = v_T/c = 2\pi v_T/\lambda$, пороговая интенсивность лазерного излучения накачки

$$I_{\text{пор}} = \frac{2(2\pi)^2\hbar c d v_T}{\delta\lambda^2 L}.$$

При $L \sim 1$ см, $d \sim 10^{-2}$ см, $v_T \sim 10^6$ см/с

$$I_{\text{пор}} \approx \frac{10^{11}}{\lambda^2[\text{нм}]\delta} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}. \qquad (4)$$

Требования к мощности накачки не являются очень жёсткими в области $\lambda = (0{,}1—10)$ нм. Гораздо более жёсткие требования предъявляются к энерговкладу. Из (4) следует, что

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = W_{\text{пор}} T_1 LS \sim \frac{\hbar\omega}{\delta} n_{\text{пор}} L d^2; \qquad (5)$$

здесь $n_{пор}$ — пороговая концентрация ионов. Если $\delta = 0{,}1$ и $n_{пор} = 10^{22}$ см$^{-3}$, т. е. $n_{пор} \sim$ концентрации атомов в твёрдом теле, то энерговклад на единицу длины активной среды

$$\frac{\mathscr{E}_{пор}}{L} \approx \frac{2\cdot 10^{-8}}{\lambda[\text{нм}]\delta} n_{пор} \approx \frac{2\cdot 10^{8}}{\lambda[\text{нм}]} \frac{\text{Дж}}{\text{см}}. \quad (6)$$

Для значений $\Gamma T_1 \approx 10$ и $L \sim 1$ см пороговые значения концентрации ионов, согласно (1) и (2), определяются выражением $n_{п.р} \approx 10^9/\lambda^2$ [нм] см$^{-3}$, что существенно меньше концентрации атомов в твёрдом теле. Так, при $n_{пор} \sim 10^{16}$ см$^{-3}$ из (6) следует $\mathscr{E}_{пор}/L \sim 2\cdot 10^{-9}$ λ[нм] Дж/см, что выполнимо для широкого класса систем накачки.

Основные механизмы создания инверсии. Предложено ок. 10 механизмов создания инверсии между уровнями в атомах или ионах активной среды Р. л., нек-рые из них являются развитием методов, широко использующихся в традиционных оптич., ИК- и УФ-лазерах, другие применимы лишь в рентг. области. Реализованы два механизма: столкновит. возбуждение и рекомбинац. накачка. В лазерной плазме, в отличие от плазмы низкой плотности, распределение частиц по энергетич. уровням может существенно отличаться от равновесного и определяется соотношением скоростей процессов ионизации, *рекомбинации* электронов и ионов, возбуждения ионов, а также излучат. процессов. При высоких значениях электронной плотности преобладают процессы трёхчастичной рекомбинации: напр., $A^{n+1} + e + e \to (A^n)^* + e$, где $(A^n)^*$ — возбуждённое состояние иона кратности n. Поскольку в этом случае третья частица принимает часть энергии, то электроны оказываются на высоковозбуждённых уровнях иона $(A^n)^*$, последующая релаксация в осн. состояние идёт либо излучательным, либо столкновит. путём.

В случае низкой плотности электронов преобладают процессы излучат. рекомбинации, когда электрон оказывается на ниж. уровнях иона A^n: если электронная темп-ра при этом велика, то ион оказывается в осн. состоянии. Указанные процессы и определяют два осн. механизма создания в Р. л. инверсии. Р. л. с столкновительной накачкой по принципу действия гораздо ближе к традиц. лазерам, работающим в видимой области. В этом случае в качестве активной среды используется высокотемпературная плазма низкой плотности. В результате излучат. рекомбинации заселяются осн. состояния рабочих ионов (напр., уровни $2s^2p^6$ в случае иона Se^{24+}; рис.). Верхний рабочий уровень $3p$ заселяется на осн. состояния при соударениях ионов плазмы с электронами, нижний рабочий уровень $3s$ быстро опустошается за счёт быстрого излучат. распада $3s \to 2p$. Переход $3p \to 2p$ запрещён. Генерация рентг. излучения идёт на излучательно разрешённом переходе $3p \to 3s$. Плазма должна быть оптически тонкой для излучения на переходе $3s \to 2p$ (с тем чтобы избежать заселения уровня $3s$ в результате *пленения излучения* на переходе $3s \to 2p$).

В лазерах с рекомбинационной накачкой используется быстрое охлаждение высокоплотной плазмы. В этом случае электроны, оказавшиеся на высоких уровнях иона $(A^n)^*$, начинают релаксировать под влиянием излучат. и столкновит. переходов. Если электронная темп-ра мала, то столкновит. процессы важны лишь при переходах между верх. уровнями, когда $kT_e \geq \hbar\omega_{nm}$, где $\omega_{nm} = (\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_m)/\hbar$ — частота перехода с уровня с энергией $\mathscr{E}_n$ на уровень с энергией $\mathscr{E}_m$. С ростом ω_{nm} сечение столкновит. переходов падает, а излучательных — растёт. Чем ближе уровень к основному, тем выше скорость спонтанных переходов, поэтому возможно возникновение инверсии между возбуждёнными уровнями за счёт того, что ниж. уровень будет опустошаться быстрее, чем верхний. Если скорость притока частиц на верх. рабочий уровень за счёт рекомбинац. процессов будет удовлетворять пороговому условию (3), то в этом случае возможна квазистационарная генерация, к-рая прекратится, когда нарушится пороговое условие из-за охлаждения плазмы. Такой тип генерации рентг. излучения был реализован на *Бальмера серии* водородоподобных ионов (C^{5+}, F^{8+}).

Другие методы накачки. Среди др. методов накачки рентг. переходов атомов и ионов — процессы фотоионизации электронов внутр. оболочек атомов или ионов, фотовозбуждения на верхний рабочий уровень излучением, исходящим от ионов более высокой кратности. Этот метод требует перекрытия спектральных линий ионов разл. кратности, что встречается достаточно часто. Идея накачки за счёт перезарядки ионов близка к идее рекомбинац. лазера. При перемешивании ионов с атомными пучками или при распылении плазмы в газ возможны ионизация атомов и образование ионов меньшей кратности. Последние образуются, как правило, в возбуждённом состоянии. Дальнейшие процессы релаксации и возникновение инверсии предположительно будут происходить так же, как и в лазере с рекомбинац. накачкой.

Лит.: Бункин Ф. В., Держнев В. И., Яковленко С. И., О перспективах усиления света далекого УФ диапазона (Обзор), «Квантовая электроника», 1981, т. 8, с. 1621; Key M. H., Laboratory production of X-ray lasers, «Nature», 1985, v. 316, p. 314; Matthews D. L. и др., Demonstration of a soft X-ray amplifier, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 54, p. 110; Elton R. C., X-Ray lasers, N. Y., 1990. *А. В. Андреев.*

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ МИКРОСКО́П. Благодаря малой длине волны рентг. излучения Р. м. может достигать дифракц. разрешения порядка неск. десятков нм и потеоретич. величине разрешения занимает промежуточное положение между оптическим и электронным микроскопами. Он позволяет изучать не только распределение общей плотности вещества, но и распределение плотностей отд. хим. элементов по их характеристич. рентг. излучению (поглощению). В отличие от электронного микроскопа, Р. м. позволяет исследовать живые биол. объекты.

По способу формирования изображения различают проекционный, контактный, отражательный и дифракционный Р. м.; по принципу регистрации Р. м. может быть изображающим, образующим действительное или теневое изображение объекта, или сканирующим (растровым), к-рый регистрирует излучение от одного элемента объекта, находящегося на оптич. оси микроскопа, а полное изображение (растр) создаётся при последоват. перемещении объекта относительно оси микроскопа с помощью прецизионного механизма. Преимущества последнего способа регистрации — независимость разрешения от полевых аберраций оптич. системы и, следовательно, отсутствие ограничений на аеличину поля зрения, а также меньшая радиац. нагрузка на объект исследования.

Р. м. работает в широком диапазоне энергий рентг. квантов — от десятков эВ до десятков кэВ. В ДВ-части спектра наиб. важен участок длин волн 2,3—4,4 нм, соответствующий т. н. «водяному окну», в к-ром достигается наиб. контраст между содержащим углерод органич. веществом живых клеток и жидкой цитоплазмой. Р. м., работающие в КВ-части диапазона, применяют для исследований структуры раал. конструкц. материалов, содержащих элементы с большим ат. номером.

Проекционный рентгеновский микроскоп для наблюдения структуры самосветящихся объектов представля-

ет собой камеру-обскуру (рис. 1,*а*), отверстие находится на малом расстоянии (S_1) от источника О и на большом (S_2) — от регистрирующего экрана Э или детектора. Увеличение такого проекционного Р. м. $M = S_2/S_1$, разрешение определяется диаметром отверстия d и условиями дифракции, дифракц. предел составляет $\delta \simeq (\lambda S_1)^{1/2}$.

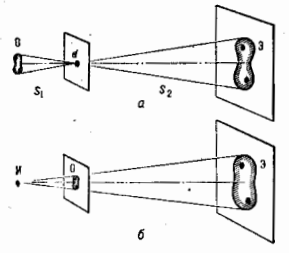


Рис. 1. Схемы проекционных рентгеновских микроскопов для исследования структуры самосветящихся (*а*) и просвечиваемых (*б*) объектов; О — объект; И — источник излучения; Э — экран.

В просвечивающем проекционном Р. м. (рис. 1,*б*) микрофокусный рентг. источник И создаёт теневое изображение объекта О на экране Э, регистрируемое на фотоплёнку или детектором телевиз. типа. Для источника конечного размера d разрешение такого Р. м. определяется суммой $\delta_1 = \delta + \delta'$, где $\delta' = d(S_2/S_1)$ и в обычном случае составляет ~1 мкм. Недостатки проекционного Р. м.— малая апертура и большая радиац. нагрузка на просвечиваемый объект.

Контактный рентгеновский микроскоп является предельным случаем проекционного Р. м. при S_2, равном толщине образца, к-рый устанавливается в непосредств. контакте с фотоплёнкой или экраном. Этот метод иногда называют микрорадиографией. Источник И устанавливается на значит. удалении от образца О, причём размер и соответственно мощность источника могут быть значительно больше, чем в случае проекционного Р. м. Разрешение зависит от толщины образца t и контраста между «тёмными» и «светлыми» деталями объекта, в дифракц. пределе $\delta \simeq (\lambda t)^{1/2}$. Напр., при $\lambda = 3$ нм и $t = 3$ мкм $\delta \simeq 100$ нм. Для регистрации изображений с таким разрешением используют *фоторезисты*, применяемые в фотолитографии и имеющие существенно более высокое собств. разрешение (напр., для резиста ПММА — 5 нм). После проявления или травления изображение объекта увеличивается с помощью электронного или оптич. микроскопа.

Отражательный рентгеновский микроскоп может быть и изображающим, и сканирующим, с оптикой скользящего падения или нормального падения с многослойным покрытием (см. *Рентгеновская оптика*). Р. м. этого типа работают в области $\mathscr{E} < 4$ кэВ, рассматривается возможность осуществить эту схему Р. м. для более «жёсткого» излучения (в области $\mathscr{E} \sim 10$ кэВ). Классич. тип отражательного Р. м. скользящего падения — микроскоп Киркпатрика — База, состоящий из пары скрещенных сферич. или цилиндрич. зеркал (рис. 2). В этой схеме источник О и зеркала А и Б расположены таким образом, что меридиональное O' и сагиттальное O'' астигматические промежуточные изображения источника (см. *Изображение оптическое*), создаваемые зеркалом A, были бы соответственно сагиттальным и меридиональным изображениями для зеркала Б, к-рое благодаря обратимости объекта и изображения создаёт стигматическое увеличенное изображение источника в точке O_1. Предельное дифракц. разрешение таких Р. м. $\simeq \lambda/2\theta_{кр}$ ($\theta_{кр}$ — *критич.* угол полного внеш. отражения). Для *однородных* покрытий $\theta_{кр} \sim \lambda$, поэтому это отношение не зависит от λ и в области $0{,}1 < \mathscr{E} < 4$ кэВ для наиб. плотных металлич. покрытий (напр., платины) составляет 5—7 нм. Реальное разрешение Р. м. Киркпатрика — Базса определяется сферич. аберрацией и комой и обычно составляет

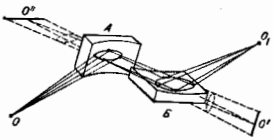


Рис. 2. Схема отражательного рентгеновского микроскопа скользящего падения Киркпатрика — Базса; О — источник (излучающий объект); А и Б — сферические или цилиндрические зеркала; O' и O'' — промежуточные астигматические изображения; O_1 — действительное изображение.

1 мкм. Оно может быть повышено только за счёт уменьшения размеров зеркал и, следовательно, светосилы, к-рая в результате не намного превышает светосилу проекционного Р. м.

Значительно большей (на 2—3 порядка) светосилой обладают отражательные Р. м. скользящего падения с зеркальными системами Вольтера, из к-рых чаще используется система гиперболоид—эллипсоид (см. рис. 2 в ст. *Рентгеновская оптика*). Теоретич. разрешение таких Р. м. на оптич. оси определяется соотношением $\delta \simeq (1 + M)\lambda/4\pi\theta$, где M — увеличение, θ — угол скольжения, примерно равный $^1/_8$ апертуры. Напр., для сканирующего Р. м., дающего уменьшенное изображение источника в плоскости просвечиваемого объекта с $M = 0{,}3$ и $\theta = 3°$, при $\lambda = 2{,}5$ нм $\delta = 5$ нм. Реальное разрешение зависит от точности изготовления зеркал, имеющих глубоко асферическую форму, и составляет ~1 мкм; необходимая для получения теоретич. разрешения точность (~1 нм) пока недостижима для совр. технологии. Полевые аберрации отражат. Р. м. этого типа довольно велики и ограничивают поле зрения до угл. величины ~ 1°. Использование многослойных интерференц. покрытий позволяет увеличить угол θ и тем самым повысить светосилу отражательного Р. м. скользящего падения.

Весьма перспективен отражательный Р. м. нормального падения по схеме Шварцшильда, в к-ром используются зеркала с многослойным покрытием (рис. 3).

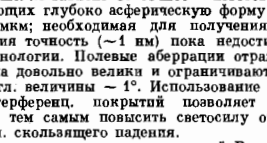


Рис. 3. Схема отражающего рентгеновского микроскопа с зеркалами нормального падения по схеме Шварцшильда; И — источник; 3_1 и 3_2 — зеркала с многослойным покрытием; О — объект; П — приёмник излучения.

Сканирующий микроскоп этого типа даёт уменьшенное изображение источника с помощью зеркал сферич. формы, расположенных почти концентрически. Для заданных параметров: числовой апертуры A, коэф. уменьшения M и расстояния от источника до первого зеркала S — существуют такие оптим. значения радиусов кривизны зеркал r_1 и r_2 и расстояния между ними, при к-рых сферич. аберрация, кома и астигма-

тизм практически отсутствуют. Дифракц. разрешение на оптич. оси определяется, как и для оптич. микроскопа, отношением λ/A, при типичном значении $A = 0{,}3—0{,}4$ в диапазоне $\lambda = 10—20$ нм оно составляет 30—50 нм. Достижение такого разрешения требует точного изготовления зеркал и их взаимной юстировки с точностью порядка $\lambda/4$.

В дифракционном рентгеновском микроскопе осн. элементом является зонная пластинка Френеля, к-рая для монохроматич. излучения представляет собой линзу с фокусным расстоянием $f = r_1^2/\lambda m$, где r_1 — радиус первой зоны Френеля, λ — длина волны, m — порядок спектра. Дифракц. разрешение зонной пластинки Френеля определяется шириной крайней зоны: $\delta_m = 1{,}22\,\Delta r_n/m = 0{,}61\,r_1/m\sqrt{n}$, где n — номер крайней зоны. Светосила определяется диаметром $d = 2r_1\sqrt{n}$. Эффективность дифракции для зонных пластинок Френеля с амплитудной модуляцией составляет ок. 10% в первом, 2% — во втором и 1% — в третьем порядках спектра. Дифракц. Р. м. обычно работает в области $\mathscr{E} < 1$ кэВ, т. к. для более жёсткого излучения тонкоплёночные зонные пластинки Френеля становятся прозрачными.

Схема изображающего дифракц. Р. м. приведена на рис. 4. В качестве источника наиб. часто используются синхротроны, накопит. кольца или ондуляторы, излучение к-рых предварительно монохроматизируют до

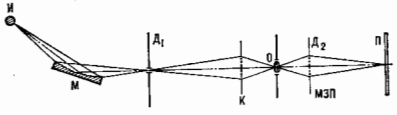


Рис. 4. Схема дифракционного рентгеновского микроскопа с зонными пластинками Френеля; И — источник излучения; $Д_1$ и $Д_2$ — диафрагмы; М — монохроматор с дифракционной решёткой; К — зонная пластинка Френеля — конденсор; МЗП — микрозонная пластинка; О — объект; П — приёмник излучения.

спектральной ширины $\Delta\lambda \simeq \lambda/mn$ и с помощью конденсора направляют на образец О, устанавливаемый в плоскости диафрагмы Д. Микрозонная пластинка (МЗП) даёт увеличенное изображение объекта в плоскости детектора. Доза облучения образца существенно снижается в скапирующем дифракц. Р. м., в к-ром используется только одна фокусирующая зонная пластинка. Дифракц. Р. м. обеспечивали (к 1991) наиб. высокое из всех Р. м. разрешение (~50 нм), к-рое определяется предельными возможностями технологии изготовления зонных пластинок.

Применение рентгеновских микроскопов. Р. м. наиб. перспективны для задач биологии и медицины (рис. 5, 6). Они позволяют исследовать влажные живые биол. объекты — одноклеточные организмы, срезы тканей, отд. клетки, их ядра (без дополнит. окрашивания). Использование «мягкого» рентг. излучения вблизи полос поглощения лёгких элементов даёт возможность исследовать распределение этих элементов в структуре объекта. Биополимеры, состоящие из макромолекул (белки, нуклеиновые кислоты и т. д.), эффективно изучаются высокоразрешающим методом контактной рентг. микроскопии. Использование импульсных источников даёт возможность исследовать динамику процессов в нестационарных объектах (напр., живых клетках). Для получения трёхмерных изображений тканей в медицине разрабатываются методы компьютерной *рентгеновской томографии* микрообъектов.

Р. м. успешно применяется в материаловедении при изучении особенностей структуры поликристаллических, полимерных и композитных материалов (рис. 7).

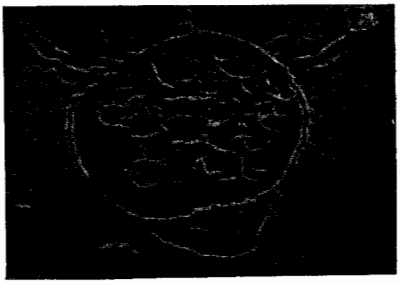


Рис. 5. Контактное микрографическое изображение живого тромбоцита человека, полученное с использованием импульсного рентгеновского источника (плазма пробоя в газе). На изображении различимы детали размером менее 10 нм.

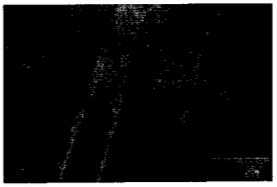


Рис. 6. Изображение диатомовых водорослей, полученное с помощью дифракционного рентгеновского микроскопа. Длина волны излучения 4,5 нм. Масштаб соответствует 1 мкм.

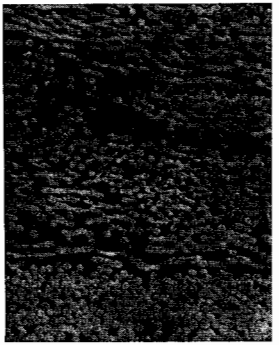


Рис. 7. Контактное микрографическое изображение образца композитного материала (стеклопластик). Светлые участки — стеклянные волокна (диаметр ок. 10 мкм), тёмные — полимер. Изображение характеризует плотность, однородность, направленность и распределение волокон. Толщина образца 400 мкм, энергия рентгеновских квантов $\mathscr{E} < 30$ кэВ.

Для развития методов рентг. микроскопии важное значение имеет создание высокоинтенсивных источников рентг. излучения. Один из перспективных источников — высокотемпературная лазерная плазма. С помощью изображающих зеркальных Р. м. изучается структура и динамика процессов, происходящих в такой плазме.

Весьма перспективно развитие голографич. микроскопии с применением частично или полностью когерентных источников рентг. излучения, в т. ч. *рентгеновских лазеров*.

Лит.: Рентгеновская оптика и микроскопия, под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа, пер. с англ., М., 1987. *В. А. Слемзин.*

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ СПЕКТРА́ЛЬНЫЙ АНА́ЛИЗ — см. *Рентгеноспектральный анализ.*

РЕНТГЕ́НОВСКИЙ СТРУКТУ́РНЫЙ АНА́ЛИЗ (рентгеноструктурный анализ) — методы исследования атомного строения вещества по распределению в пространстве и интенсивностям рассеянного на анализируемом объекте рентг. излучения. Р. с. а. кристаллич. материалов позволяет устанавливать координаты атомов с точностью до 0,1—0,01 нм, определять характеристики тепловых колебаний этих атомов, включая анизотропию и отклонения от гармонич. закона, получать по эксперим. дифракц. данным распределения в пространстве плотности валентных электронов ва хим. связях в кристаллах и молекулах. Этими методами исследуются металлы и сплавы, минералы, неорганич. и органич. соединения, белки, нуклеиновые кислоты, вирусы. Спец. методы Р. с. а. позволяют изучать полимеры, аморфные материалы, жидкости, газы.

Среди дифракц. методов исследования атомного строения вещества Р. с. а. является наиб. распространённым и развитым. Его возможности дополняют методы *нейтронографии* и *электронографии*. Дифракц. картина зависит от атомного строения изучаемого объекта, характера и длины волны рентг. излучения. Для установления атомного строения вещества наиб. эффективно использование рентг. излучения с длиной волны $\lambda \sim 10$ нм и меньше, т. е. порядка размеров атомов. Особенно успешно и с высокой точностью методами Р. с. а. исследуют атомное строение кристаллич. объектов, структура к-рых обладает строгой периодичностью, и они, т. о., представляют собой естеств. трёхмерную дифракц. решётку для рентг. излучения.

Историческая справка

В основе Р. с. а. кристаллич. вещества лежит учение о симметрии кристаллов. В 1890 рус. кристаллограф Е. С. Фёдоров и нем. математик А. Шёнфлис (A. Schönflis) завершили вывод 230 пространственных групп симметрии, характеризующих все возможные способы размещения атомов в кристаллах. Дифракция рентг. лучей на кристаллах, составляющая эксперим. фундамент Р. с. а., была открыта в 1912 М. Лауэ (M. Laue) и его сотрудниками В. Фридрихом (W. Friedrich) и П. Книппингом (P. Knipping). Разработанная Лауэ теория дифракции рентг. лучей на кристаллах позволила связать длину волны излучения λ, линейные размеры элементарной ячейки кристалла a, b, c, углы падающего α_0, β_0, γ_0 и дифракционного α, β, γ лучей соотношениями

$$\begin{aligned} a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= h, \\ b(\cos\beta - \cos\beta_0) &= k, \\ c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) &= l, \end{aligned} \qquad (1)$$

где h, k, l — целые числа (*индексы кристаллографические*). Соотношения (1) получили название ур-ний Лауэ, выполнение их необходимо для возникновения дифракции рентг. лучей на кристалле. Смысл ур-ний (1) в том, что разности хода между параллельными лучами, рассеянными атомами, отвечающими соседним узлам решётки, должны быть целыми кратными λ.

В 1913 У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф показали, что дифракц. рентг. пучок можно рассматривать как отражение падающего луча от иек-рой системы кристаллографич. плоскостей с межплоскостным расстоянием d:

$$2d \sin\theta = n\lambda,$$

где θ — угол между отражающей плоскостью и дифракц. лучом (угол Брагга). В 1913—14 У. Г. и У. Л. Брэгги впервые использовали дифракцию рентг. лучей для эксперим. проверки предсказанного У. Барлоу (W. Barlow) атомного строения кристаллов NaCl, Cu, алмаза и др. В 1916 П. Дебай (P. Debye) и П. Шеррер (P. Scherrer) предложили и разработали дифракц. методы рентгеноструктурных исследований поликристаллич. материалов (*Дебая — Шеррера метод*).

В качестве источника рентг. излучения использовались (и используются поныне) отпаянные рентг. трубки с анодами из разл. металлов и, следовательно, с различными λ соответствующего характеристич. излучения — Fe ($\lambda = 19{,}4$ нм), Cu ($\lambda = 15{,}4$ нм), Mo ($\lambda = 7{,}1$ нм), Ag ($\lambda = 5{,}6$ нм). Позднее появились на порядок более мощные трубки с вращающимся анодом, для структурных исследований используют также наиб. мощный, имеющий белый (непрерывный) спектр излучения источник — рентг. *синхротронное излучение*. С помощью системы монохроматоров можно непрерывным образом изменять λ применяемого в исследовании синхротронного рентг. излучения, что имеет принципиальное значение при использовании в Р. с. а. эффектов аномального рассеяния. В качестве детектора излучения в Р. с. а. служит рентг. фотоплёнка, к-рую вытесняют сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы. Эффективность измерит. систем резко возросла с применением координатных одномерных и двумерных детекторов.

Количество и качество информации, получаемой с помощью Р. с. а., зависят от точности измерений и обработки эксперим. данных. Алгоритмы обработки дифракц. данных определяются используемым приближением теории взаимодействия рентг. излучения с веществом. В 1950-х гг. началось применение ЭВМ в технике рентгеноструктурного эксперимента и для обработки эксперим. данных. Созданы полностью автоматизированные системы для исследования кристаллич. материалов, к-рые проводят эксперимент, обработку эксперим. данных, осн. процедуры по построению и уточнению атомной модели структуры и, наконец, графич. представление результатов исследования. Однако с помощью этих систем пока нельзя изучать в автоматич. режиме кристаллы с псевдосимметрией, двойниковые образцы и кристаллы с др. особенностями структуры.

Экспериментальные методы рентгеновского структурного анализа

Для реализации условий дифракции (1) и регистрации положения в пространстве и интенсивностей дифрагированного рентг. излучения служат рентг. камеры и рентг. дифрактометры с регистрацией излучения соответственно фотогр. методами или детекторами излучения. Характер образца (монокристалл или поликристалл, образец с частично упорядоченной структурой или аморфное тело, жидкость или газ), его размер и решаемая задача определяют необходимую экспозицию и точность регистрации рассеянного рентг. излучения и, следовательно, определённый метод Р. с. а. Для изучения монокристаллов при использовании в качестве источника рентг. излучения отпаянной рентг. трубки достаточен объём образца $\sim 10^{-3}$ мм^3. Для получения качественной дифракц. картины образец должен обладать возможно более совершенной структурой, причём его блочность не препятствует структурным исследованиям. Реальное строение крупных, почти совершенных монокристаллов исследует *рентгеновская топография*, к-рую иногда тоже относят к Р. с. а.

Метод Лауэ — простейший метод получения рентгенограмм монокристаллов. Кристалл в эксперименте Лауэ неподвижен, а используемое рентг. излучение имеет непрерывный спектр. Расположение дифракц. пятен на лауэграммах зависит от размеров элементар-

ной ячейки и *симметрии кристалла*, а также и от ориентации образца относительно падающего рентг. луча. Метод **Лауэ** позволяет отнести монокристалл к одной из 11 лауэвских групп симметрии и установить ориентацию его кристаллографич. осей с точностью до угл. минут (*см. Лауэ метод*). По характеру дифракц. пятен на лауэграммах и особенно по появлению астеризма (размытия пятен) можно выявить внутр. напряжения и нек-рые др. особенности строения образца. Методом Лауэ проверяют качество монокристаллов и проводят отбор наиб. совершенных образцов для более полного структурного исследования (рентгениометрич. методами; см. ниже).

Методами качания и вращения образца определяют периоды повторяемости (трансляции) вдоль заданных кристаллографич. направлений, проверяют симметрию кристалла, а также измеряют интенсивности дифракц. отражений. Образец во время эксперимента приводится в колебат. или вращат. движение относительно оси, совпадающей с одной из кристаллографич. осей образца, к-рую предварительно ориентируют перпендикулярно падающему рентг. лучу. Дифракц. картина, создаваемая монохроматич. излучением, регистрируется на рентг. плёнке, находящейся в цилиндрич. кассете, ось к-рой совпадает с осью колебания образца. Дифракц. пятна при такой геометрии съёмки на развёрнутой плёнке оказываются расположенными из семейств параллельных прямых (рис. 1). Период повторяемости T вдоль кристаллографич. направления равен:

$$T = n\lambda\sqrt{1+(D/2l_n)^2},$$

где D — диаметр кассеты, $2l_n$ — расстояние между соответствующими прямыми на рентгенограмме. Т. к. λ постоянна, условия Лауэ (1) выполняются за счёт изменения углов при качании или вращении образца. Обычно на рентгенограммах качания и вращения образца дифракц. пятна перекрываются. Чтобы избежать этого нежелательного эффекта, можно уменьшить угл. амплитуду колебаний образца. Такой приём применяют, напр., в Р. с. а. белков, где рентгенограммы качания используют для измерения интенсивностей дифракц. отражений.

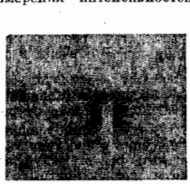


Рис. 1. Рентгенограмма качания минерала сейдоверита $Na_4MnTi(Zr,Ti)_2O_3(F,OH)_4[Si_6O_{15}]$.

Рентгениометрические методы. Для полного структурного исследования монокристалла методами Р. с. а. необходимо определить положение в пространстве и измерить интегральные интенсивности всех дифракц. отражений, возникающих при использовании излучения с данной λ. Для этого в процессе эксперимента образец должен с точностью порядка угл. минут принимать ориентации, при к-рых выполняются условия (1) последовательно для всех семейств кристаллографич. плоскостей образца; при этом регистрируются мн. сотни и даже тысячи дифракц. рефлексов. При регистрации дифракц. картины на рентг. фотоплёнке интенсивности рефлексов определяются микроденситометром по степени почернения и размеру дифракц. пятен. В разл. типах гониометров реализуются разл. геом. схемы регистрации дифракц. картины. Полный набор интенсивностей дифракц. отражений получают на серии рентгенограмм, на каждой рентгенограмме регистрируются рефлексы, на кристаллографич. индексы к-рых наложены определ. ограничения. Напр., на разных рентгенограммах регистрируются отражения типа $hk0$, $hk1$ (рис. 2). Для установления атомной структуры кристалла, в элементарной ячейке к-рого содержится ~100 атомов, необходимо измерить неск. тысяч дифракц. отражений. В случае монокристаллов белков объём эксперимента возрастает до 10^4—10^5 рефлексов.

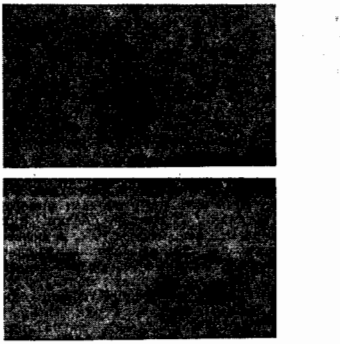


Рис. 2. Рентгенограмма минерала сейдоверита, полученная в рентгеновском гониометре Вайсенберга. Зарегистрированные дифракционные отражения имеют индексы $hk0$. Отражения, расположенные на одной кривой, характеризуются постоянным индексом k.

При замене фотоплёнки на счётчики рентг. квантов возрастают чувствительность и точность измерения интенсивностей дифракц. отражений. В совр. автоматич. дифрактометрах предусмотрены 4 оси вращения (3 у образца и 1 у детектора), что позволяет реализовать в них различные по геометрии методы регистрации дифракц. отражений. Такой прибор универсален, управление им осуществляется с помощью ЭВМ и специально разработанных алгоритмов и программ. Наличие ЭВМ позволяет ввести обратную связь, оптимизацию измерений каждого дифракц. отражения и, следовательно, естеств. образом планировать весь дифракц. эксперимент. Измерения интенсивностей производятся с необходимой для решаемой структурной задачи статистич. точностью. Однако увеличение точности измерения интенсивностей на порядок требует увеличения времени измерений на два порядка. На точность измерений накладывает ограничение качество исследуемого образца. Для белковых кристаллов (см. ниже) сокращение времени эксперимента осуществляется за счёт использования двумерных детекторов, в к-рых параллельно идёт измерение мн. десятков дифракц. отражений. При этом утрачивается возможность оптимизации измерений на уровне отд. рефлекса.

Метод исследования поликристаллов (метод Дебая — Шеррера). Для Р. с. а. кристаллич. порошков, керамич. материалов и др. поликристаллич. объектов, состоящих из большого числа мелких, случайным образом ориентированных друг относительно друга монокристаллов, используется монохроматич. рентг. излучение. Рентгенограмма от поликристаллич. образца (дебаеграмма) представляет собой совокупность концентрич. колец, каждое из к-рых состоит из дифракц. отражений от разл. образом ориентированных в разных зёрнах систем кристаллографич. плоскостей с определённым межплоскостным расстоянием d. Набор d и соответствующие им интенсивности дифракц. отражений индивидуальны для каждого кристаллич. вещества. Метод Дебая — Шеррера используется при

идентификации соединений и анализе смесей поликристаллич. веществ по качеств. и количеств. составу составляющих смеси фаз. Анализ распределения интенсивностей в дебаевских кольцах позволяет оценить размеры зёрен, наличие напряжений и преимущественных ориентаций (текстурирования) в расположении зёрен (см. *Рентгенография материалов, Дебая — Шеррера метод*).

В 1980 — 90-х гг. в Р. с. а. стал применяться метод уточнения атомного строения кристаллич. веществ по дифракц. данным от поликристаллич. материалов, предложенный Х. М. Ритвелдом (H. M. Rietveld) для нейтронографич. исследований. Метод Ритвелда (метод полнопрофильного анализа) используется в том случае, когда известна приближённая структурная модель изучаемого соединения, но точности результатов он может конкурировать с рентгеноструктурными методами исследования монокристаллов.

Исследование аморфных материалов и частично упорядоченных объектов. Чем ниже степень упорядоченности атомного строения анализируемого вещества, тем более размытый, диффузный характер имеет рассеянное им рентг. излучение. Однако дифракц. исследования даже аморфных объектов дают возможность получить информацию об их строении. Так, диаметр диффузного кольца на рентгенограмме от аморфного вещества (рис. 3) позволяет оценить ср. межатомные

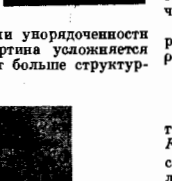


Рис. 3. Рентгенограмма аморфного вещества — ацетата целлюлозы.

расстояния в нём. С ростом степени упорядоченности в строении объектов дифракц. картина усложняется (рис. 4) и, следовательно, содержит больше структурной информации.

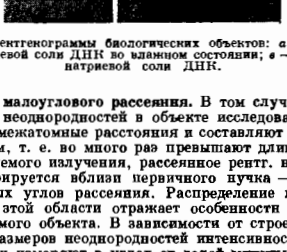


Рис. 4. Рентгенограммы биологических объектов: *а* — волоса; *б* — натриевой соли ДНК во влажном состоянии; *в* — текстуры натриевой соли ДНК.

Метод малоуглового рассеяния. В том случае, когда размеры неоднородностей в объекте исследования превышают межатомные расстояния и составляют от 0,5—1 до 10^3 нм, т. е. во много раз превышают длину волны используемого излучения, рассеянное рентг. излучение концентрируется вблизи первичного пучка — в области малых углов рассеяния. Распределение интенсивности в этой области отражает особенности строения исследуемого объекта. В зависимости от строения объекта и размеров неоднородностей интенсивность рентг. рассеяния измеряют в углах от долей минуты до неск. градусов.

Малоугл. рассеяние применяют для изучения пористых и мелкодисперсных материалов, сплавов и биол. объектов. Для молекул белка и нуклеиновых кислот в растворах метод позволяет с невысоким разрешением определять форму и размеры индивидуальной молекулы, мол. массу, в вирусах — характер взаимной укладки составляющих их компонент (белка, нуклеиновых кислот, липидов), в синтетич. полимерах — упаковку полимерных цепей, в порошках и сорбентах — распределение частиц и пор по размерам, в сплавах — фиксировать возникновение новых фаз и определять размеры этих включений, в текстурах (в частности, в жидких кристаллах) — упаковку частиц (молекул) в различного рода надмолекулярные структуры. Эффективным оказался метод малоугл. рассеяния и для исследования строения ленгмюровских плёнок. Он применяется также в пром-сти при контроле процессов изготовления катализаторов, высокодисперсных углей и т. д.

Анализ атомной структуры кристаллов

Определение атомной структуры кристаллов включает: установление формы и размеров элементарной ячейки, симметрии кристалла (его принадлежности к одной из 230 фёдоровских групп) и координат базисных атомов структуры. Прецизионные структурные исследования позволяют, кроме того, получать количеств. характеристики тепловых движений атомов в кристалле и пространственное распределение в нём валентных электронов. Методами Лауэ и качания образца определяют метрику кристаллич. решётки. Для дальнейшего анализа необходимо измерение интенсивностей всех возможных дифракц. отражений от исследуемого образца при данной λ. Первичная обработка эксперим. данных учитывает геометрию дифракц. эксперимента, поглощение излучения в образце, поляризацию и др. более тонкие эффекты взаимодействия излучения с образцом.

Трёхмерная периодичность кристалла позволяет разложить распределение его электронной плотности $\rho(x,y,z)$ в пространстве в ряд Фурье:

$$\rho(x,y,z)=V^{-1}\sum_{hkl}F_{hkl}\exp\left[-2\pi i(hx+ky+lz)\right], \quad (2)$$

где V — объём элементарной ячейки кристалла, F_{hkl} — коэффициенты Фурье, к-рые в Р. с. а. наз. структурными амплитудами. Каждая структурная амплитуда характеризуется целыми числами h, k, l — кристаллографич. индексами в соответствии с (1) и однозначно отвечает одному дифракц. отражению. Разложение (2) физически реализуется в дифракц. эксперименте.

Осн. сложность структурного исследования состоит в том, что обычный дифракц. эксперимент даёт возможность измерить интенсивности дифракц. пучков I_{hkl}, но не позволяет фиксировать их фазы Φ_{hkl}. Для мозаичного кристалла в кинематич. приближении $I_{hkl}\sim|F_{hkl}|^2$. Анализ эксперим. массива $|F_{hkl}|$ с учётом закономерных погасаний рефлексов позволяет однозначно установить его принадлежность к одной из 122 рентг. групп симметрии. При отсутствии аномального рассеяния дифракц. картина всегда центросимметрична. Для определения фёдоровской группы симметрии необходимо независимо выяснить, обладает ли кристалл центром симметрии. Эта задача может быть решена на основе анализа аномальной составляющей рассеяния рентг. лучей. При отсутствии последнего строят кривые статистич. распределения $|F_{hkl}|$ по их значениям, эти распределения различны для центросимметричных и ацентричных кристаллов. Отсутствие центра симметрии может быть однозначно установлено и по физ. свойствам кристалла (пироэлектрическим, сегнетоэлектрическим и др.).

Фурье-преобразование соотношения (2) позволяет получить расчётные ф-лы для вычисления величин F_{hkl} (в общем случае — комплексных):

$$F_{hkl}=\sum_{j=1}^{N} f_j \exp\left[2\pi i(hx_j+ky_j+lz_j)\right], \qquad (3)$$

где $f_j(\sin\theta/\lambda)$ — ат. фактор рассеяния рентг. излучения атомом j; x_j, y_j, z_j — его координаты; суммирование идёт по всем N атомам элементарной ячейки.

Задача, обратная структурному исследованию, решается следующим образом: если известна атомная модель структуры, то по (3) вычисляются модули и фазы структурных амплитуд и, следовательно, интенсивности дифракц. отражений. Дифракц. эксперимент даёт возможность измерить мн. сотни не связанных симметрией амплитуд $|F_{hkl}|$, каждая из к-рых определяется по (3) набором координат базисных (независимых по симметрии) атомов структуры. Таких структурных параметров существенно меньше, чем модулей $|F_{hkl}|$, следовательно, между последними должны существовать связи. Теория структурного анализа установила связи разного типа: неравенства, линейные неравенства, структурные произведения и детерминанты связи структурных амплитуд.

На основе наиб. эффективных статистич. связей развиты [Дж. Карле (J. Karle) и Х. А. Хауптман (H. A. Hauptman), Нобелевская премия, 1985] т. н. прямые методы определения фаз структурных амплитуд. Если взять тройку больших по модулям структурных амплитуд, индексы к-рых связаны простыми соотношениями $h_1+h_2+h_3=0$, $k_1+k_2+k_3=0$, $l_1+l_2+l_3=0$, то наиб. вероятная сумма фаз этих амплитуд будет равна нулю:

$$\varphi_{h_1k_1l_1}+\varphi_{h_2k_2l_2}+\varphi_{h_3k_3l_3}\approx 0.$$

Вероятность выполнения равенства тем выше, чем больше произведение спец. образом нормированных структурных амплитуд, входящих в это соотношение. С ростом числа атомов N в элементарной ячейке кристалла надёжность соотношений падает. На практике используются существенно более сложные статистич. соотношения и достаточно строгие оценки вероятностей выполнения этих соотношений. Вычисления по этим соотношениям весьма громоздки, алгоритмы сложны и реализуются только на мощных совр. ЭВМ. Прямые методы дают первые приближённые значения фаз и только наиб. сильных по нормированным модулям структурных амплитуд.

Для практики структурных исследований важны процедуры автоматич. уточнения фаз структурных амплитуд. На основе приближённого набора фаз φ_{hkl} сильнейших структурных амплитуд и по соответствующим эксперим. модулям $|F_{hkl}|$ по (2) вычисляется первое приближённое распределение электронной плотности в кристалле $\rho(x,y,z)$. Затем $\rho(x,y,z)$ модифицируется на основе физ. и кристаллохим. информации о свойствах этого распределения. Напр., во всех точках пространства $\rho(x,y,z)\geqslant 0$; по модифициров. распределению $\rho(x,y,z)$ путём обращения Фурье вычисляются уточнённые фазы φ_{hkl} и вместе с эксперим. значениями $|F_{hkl}|$ используются для построения следующего приближения $\rho(x,y,z)$ и т. д. После получения достаточно точных значений φ_{hkl} по (2) строится трёхмерное распределение электронной плотности в кристалле. Оно по существу является изображением исследуемой структуры, и вся сложность его получения вызвана отсутствием собирающих линз для рентг. излучения.

Правильность полученной атомной модели проверяют сравнением эксперим. $|F_{hkl}|_{эксп}$ и вычисленных $|F_{hkl}|_{выч}$ по (3) модулей структурных амплитуд. Количеств. характеристика такого сравнения — фактор расходимости

$$R=\left(\sum_{hkl}\left||F_{hkl}|_{эксп}-|F_{hkl}|_{выч}\right|\right)\Big/\sum_{hkl}|F_{hkl}|_{выч}.$$

Этот фактор даёт возможность методом проб и ошибок получить оптим. результаты. Для некристаллич. объектов это практически единств. метод интерпретации дифракц. картины.

Определение фаз структурных амплитуд прямыми методами осложняется при увеличении числа атомов в элементарной ячейке кристалла. Псевдосимметрия и нек-рые др. особенности его строения также ограничивают возможности прямых методов.

Иной подход к определению атомного строения кристаллов по рентг. дифракц. данным был предложен А. Л. Патерсоном (A. L. Paterson). Атомная модель структуры строится на основе анализа ф-ции межатомных векторов $P(u,v,w)$ (ф-ции Патерсона), к-рая вычисляется по эксперим. значениям $|F_{hkl}|^2$. Смысл этой ф-ции можно пояснить с помощью схемы её геом. построения. Атомную структуру, содержащую в элементарной ячейке N атомов, помещаем параллельно самой себе так, чтобы первый атом попал в начало координат. Если умножить атомные веса всех атомов структуры на значение атомного веса первого атома, то получим веса первых N пиков ф-ции межатомных векторов. Это т. н. изображение структуры в первом атоме. Затем в начало координат помещаем таким же образом построенное изображение структуры во втором атоме, затем в третьем и т. д. Проделав эту процедуру со всеми N атомами структуры, получим N^2 пиков ф-ции Патерсона (рис. 5). Т. к. атомы не являются точками, полученная ф-ция $P(u,v,w)$ содержит достаточно размытые и перекрывающиеся пики:

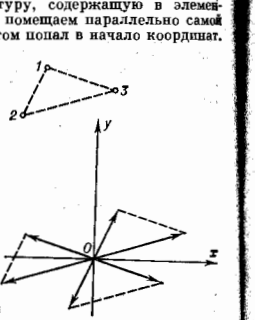


Рис. 5. Схема построения функции межатомных векторов для структуры, состоящей из трёх атомов.

$$P(u,v,w)=V^{-1}\iiint_V \rho(x,y,z)\rho(x-u,y-v,z-w)\,dv_{xyz}=$$

$$=2V^{-1}\sum_{hkl}|F_{hkl}|^2\cos 2\pi(hu+kv+lw)$$

[dv_{xyz} — элемент объёма в окрестности точки (x,y,z)]. Ф-ция межатомных векторов строится по квадратам модулей эксперим. структурных амплитуд и является свёрткой распределения электронной плотности $\rho(x,y,z)$ с собой, но после инверсии в начале координат.

Трудности интерпретации $P(u,v,w)$ связаны с тем, что среди N^2 пиков этой ф-ции необходимо распознать пики одного изображения структуры. Максимумы ф-ции Патерсона существенно перекрываются, что ещё более осложняет её анализ. Наиб. прост для анализа случай, когда исследуемая структура состоит из одного тяжёлого атома и неск. значительно более лёгких атомов. В этом случае изображение структуры в тяжёлом атоме рельефно выступает на фоне остальных пиков $P(u,v,w)$. Разработан ряд методов систематич. анализа ф-ции межатомных векторов. Наиб. эффективными из них являются суперпозиц. методы, когда две или более копий $P(u,v,w)$ в параллельном положении накладываются друг на друга с соответствующими смещениями. При этом закономерно совпадающие на всех копиях

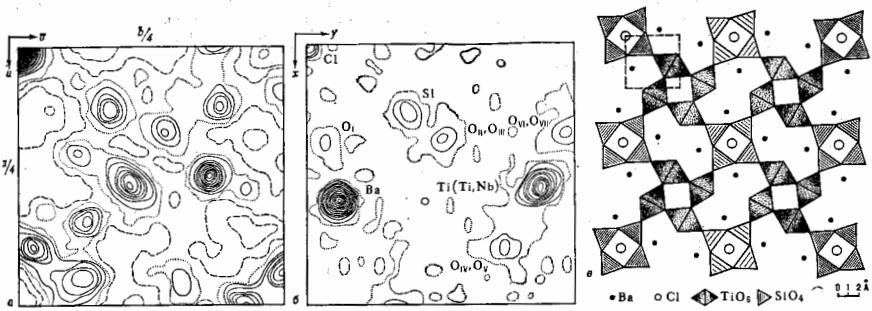


Рис. 6. Минерал баотит $Ba_4Ti_4(Ti,Nb)_4[Si_4O_{12}]O_{16}Cl$; *а* — функция межатомных векторов, проекция на плоскость *ab*, линии равного уровня значений функции проведены через равные произвольные интервалы; *б* — проекция распределения электронной плотности на плоскость *ab*, полученная путём интерпретации функции межатомных векторов и уточнения атомной модели, сгущения линий равного уровня отвечают положениям атомов в структуре; *в* — проекция атомной модели структуры на плоскость *ab* в полиэдрах. Атомы Si расположены внутри тетраэдров из атомов кислорода, атомы Ti и Nb находятся в октаэдрах из атомов кислорода. Тетраэдры $[SiO_4]$ и октаэдры $[Ti(Nb)O_6]$ в структуре баотита соединены, как показано на рисунке. Атомы Ba и Cl показаны чёрными и светлыми кружками. Часть элементарной ячейки кристалла, изображённая на рисунках *а* и *б*, отвечает на рисунке *в* квадрату, выделенному штриховыми линиями.

пики выделяют одно или несколько из N исходных изображений структуры. Как правило, для единств. изображения структуры приходится использовать дополнит. копии $P(u,v,w)$. Проблема сводится к поиску необходимых взаимных смещений этих копий. После локализации на суперпозиц. синтезе приближённого распределения атомов и структуре атот синтез может быть подвергнут обращению Фурье и т. о. он позволяет получить фазы структурных амплитуд. Последние вместе с эксперим. значениями $|F_{hkl}|$ используются для построения $\rho(x,y,z)$. Все процедуры суперпозиц. методов алгоритмизированы и реализованы в автоматич. режиме на ЭВМ. На рис. 6 изображено атомное строение кристалла, установленное суперпозиционными методами по ф-ции Патерсона.

Разрабатываются эксперим. методы определения фаз структурных амплитуд. Физ. основой этих методов служит эффект Реннингера — многолучевая рентг. дифракция. При наличии одноврем. рентг. дифракц. отражений имеет место перекачка энергии между ними, к-рая зависит от фазовых соотношений между данными дифракц. пучками. Вся картина изменения интенсивностей при этом ограничена угл. секундами и для массовых структурных исследований эта методика практич. значения пока не приобрела.

В самостоят. раздел Р. с. а. выделяют прецизионные структурные исследования кристаллов, позволяющие получать по дифракц. данным не только модели атомного строения исследуемых соединений, но и количеств. характеристики тепловых колебаний атомов, включая анизотропию этих колебаний (рис. 7) и их отклонения от гармонич. закона, а также пространственное распределение валентных электронов в кристаллах. Последнее важно для исследования связи между атомным строением и физ. свойствами кристаллов. Для прецизионных исследований разрабатываются спец. методы эксперим. измерений и обработки дифракц. данных. В этом случае необходимы учёт одноврем. отражений, отклонений от кинематичности дифракции, принятие во внимание динамич. поправок теории дифракции и др. тонких эффектов взаимодействия излучения с веществом. При уточнении структурных параметров используют метод наим. квадратов, причём важнейшее значение имеет учёт корреляции между уточняемыми параметрами.

Р. с. а. используют для установления связи атомного строения с физ. свойствами сегнетоэлектриков,

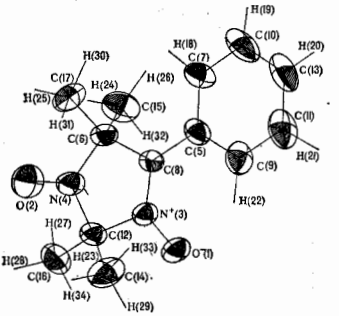


Рис. 7. Эллипсоиды анизотропных тепловых колебаний атомов стабильного нитроксильного радикала $C_{13}H_{17}N_2O_2$.

суперионных проводников, лазерных и нелинейных оптич. материалов, высокотемпературных сверхпроводников и др. Методами Р. с. а. получены уникальные результаты при исследовании механизмов фазовых переходов в твёрдом теле и биол. активности макромолекул. Так, аииаотропия поглощения акустич. волн в монокристаллах парателлурита α-TeO_2 связана с ангармонизмом тепловых колебаний атомов Te (рис. 8). Упругие свойства тетрабората лития $Li_2B_4O_7$, открывающие для него перспективы применения в качестве детектора акустич. волн, обусловлены характером хим. связей в этом соединении. С помощью Р. с. а. исследуют распределение в кристалле валентных электронов, реализующих межатомные связи в нём. Эти связи могут исследоваться с помощью распределения деформац. электронной плотности, представляющей собой разность

$$\delta\rho(x,y,z)=\rho(x,y,z)-\sum\rho_i(x-x_i,y-y_i,z-z_i),$$

где $\rho(x,y,z)$ — распределение электронной плотности в кристалле, $\Sigma\rho_i(x-x_i, y-y_i, z-z_i)$ — сумма сфе-

рически симметричных плотностей свободных (не вступивших в хим. связи) атомов данной структуры, к-рые расположены соответственно в точках с координатами x_i, y_i, z_i. При установлении по рентг. дифракц. данным деформац. электронной плотности наиб. сложен учёт

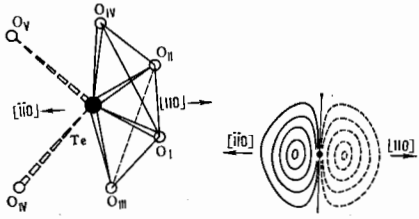


Рис. 8. Ближайшее окружение теллура атомами О в структуре α-TeO_2 (а) и ангармоническая составляющая распределения плотности вероятности нахождения атома Te в данной точке пространства в процессе тепловых колебаний (б). Положительные (сплошные) и отрицательные (штриховые) линии равного уровня проведены через 0,02 Å^{-3}.

тепловых колебаний атомов, существ. образом коррелирующих с характером и направлениями хим. связей. Т. о., деформац. плотность $\delta\rho(x,y,z)$ отражает перераспределение в пространстве той части электронной плотности атомов, к-рая непосредственно участвует в образовании хим. связей (рис. 9).

Рис. 9. Сечение синтеза деформационной электронной плотности кристалла $Li_2B_4O_7$ плоскостью, проходящей через атомы О треугольной группы BO_3, в центре которой находится атом В. Максимумы на отрезках В — О указывают на ковалентный характер связей между этими атомами. Штриховыми линиями выделены области, из которых электронная плотность переместилась на химические связи. Линии равного уровня проведены через 0,2 Å^{-3}.

Структурные исследования высокотемпературных сверхпроводников позволили установить их атомное строение и его связь с их физ. свойствами. Было показано, что в монокристаллах $(La,Sr)_2CuO_{4-\delta}$ темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние T_c зависит не только от кол-ва Sr, но и от способа его статистич. размещения. Равномерное распределение атомов Sr в структуре является оптимальным для сверхпроводящих свойств. Концентрация Sr в определ. слоях структуры (рис. 10) ведёт к потере в этих слоях части кислорода и к понижению T_c. Для кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ методами Р. с. а. установлено упорядочение в размещении атомов О. В пределах одного кристалла установлено наличие ромбических по симметрии областей локального состава $YBa_2Cu_3O_7$ с $T_c \sim 90$ К и областей

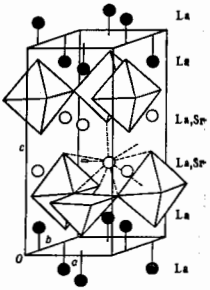


Рис. 10. Упорядоченное размещение атомов Sr по позициям лантана в структуре $(La,Sr)_2CuO_{4-\delta}$. Атомы Cu находятся в $[CuO_4]$-октаэдрах. Дефектность по кислороду показана отсутствием у одного из Cu-полиэдров одной кислородной вершины. Позиции, полностью заселённые атомами La, показаны чёрными кружками. Светлые кружки — позиции лантана, в которых сконцентрированы и статистически размещены все атомы Sr.

$YBa_2Cu_3O_{6,5}$ с $T_c \sim 60$ К. В кристаллах с кол-вом кислорода меньше чем 6,5 атома на элементарную ячейку, наряду с областями ромбич. симметрии локального состава $Ba_2Cu_3O_{6,5}$ появляются области тетрагональной симметрии локального состава $YBa_2Cu_3O_6$, к-рые не переходят в сверхпроводящее состояние.

Для решения мн. задач физики твёрдого тела, химии, молекулярной биологии и др. весьма эффективно совместное использование методов рентгеноструктурного анализа и резонансных методов (ЭПР, ЯМР и др.). При исследовании атомного строения белков, нуклеиновых к-т, вирусов и др. объектов молекулярной биологии возникают специфич. сложности. Макромолекулы или более крупные биол. объекты необходимо прежде всего получить в монокристаллич. форме, после чего для их исследования можно применять все методы Р. с. а., развитые для изучения кристаллич. веществ. Проблема фаз структурных амплитуд для белковых кристаллов решается методом изоморфных замещений. Наряду с монокристаллами исследуемого нативного белка получают монокристаллы его производных с тяжелоатомными добавками, изоморфными кристаллам исследуе-

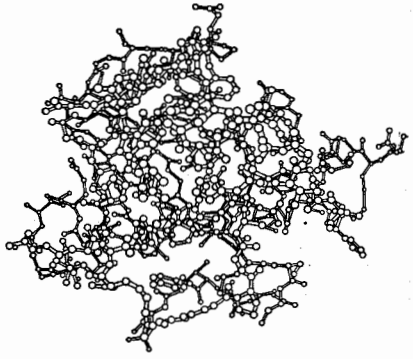


Рис. 11. Атомная модель молекулы гуанил-специфичной рибонуклеазы C_2, построенная на основе рентгеноструктурного исследования монокристаллов этого белка с разрешением 1,55 Å.

мого белка. Разностные ф-дии Патерсона для производных и нативного белка дают возможность локализовать в элементарной ячейке кристалла положения тяжёлых атомов. Координаты этих атомов и наборы модулей структурных амплитуд белка и его тяжелоатомных производных используются в спец. алгоритмах для оценки фаз структурных амплитуд. В белковой кристаллографии применяются поэтапные методы установления атомного строения макромолекул с последоват. переходом от низкого к более высокому разрешению (рис. 11). Разработаны и спец. методы уточнения атомного строения макромолекул по рентг. дифракц. данным. Объёмы вычислений при этом столь велики, что эффективно могут быть реализованы только на самых мощных ЭВМ.

Вопросы Р. с. а., связанные с изучением реального строения твёрдого тела по дифракц. данным, рассмотрены в ст. *Рентгенография материалов.*

Лит.: Белов Н. В., Структурная кристаллография, М., 1951; Бокий Г. Б., Порай-Кошиц М. А., Рентгеноструктурный анализ, 2 изд., т. 1, М., 1964; Липсон Г., Кокрен Б., Определение структуры кристаллов, пер. с англ., М., 1956; Бюргер М., Структура кристаллов и векторное пространство, пер. с англ., М., 1961; Гинье А., Рентгенография кристаллов. Теория и практика, пер. с франц., М., 1961; Stout G. H., Jensen L. H., X-ray structure determination, N. Y.— L., 1968; Хейнер Д. М., Рентгеновская дифрактометрия монокристаллов, Л., 1973; Бланкенштейн Т., Джонсон Л., Кристаллография белка, пер. с англ., М., 1979; Вайнштейн Б. К., Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии, М., 1979; Electron and magnetization densities in molecules and crystals, ed. by P. Becker, N. Y.— L., 1980; Кристаллография и кристаллохимия, М., 1986; Structure and physical properties of crystals, Barselona, 1991.

В. И. Симонов.

РЕНТГЕ́НОВСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (рентгеновские лучи) — электромагнитное излучение, занимающее спектральную область между УФ- и гамма-излучением в пределах длин волн λ от 10^2 до 10^{-2} нм (или энергий фотонов $h\nu$ от 10 эВ до неск. МэВ; $\nu = c/\lambda$ — частота излучения). Открыто в 1895 В. К. Рентгеном (W. K. Roentgen). Р. и. с $\lambda < 0{,}2$ нм обладает значит. проникающей способностью и наз. ж ё с т к и м; при $\lambda > 0{,}2$ нм Р. и. сильно поглощается веществом и наз. м я г к и м.

Источники рентгеновского излучения. Наиб. распространённый источник Р. и.— рентг. трубка, в к-рой электроны, вырывающиеся из катода в результате термоэлектронной или автоэлектронной эмиссии, ускоряются электрич. полем и бомбардируют металлич. анод. Атомы анода, возбуждаемые электронным ударом, и электроны, теряющие кинетич. энергию при торможении в веществе, испускают Р. и. Излучение рентг. трубки наз. п е р в и ч н ы м и состоит из двух частей: линейчатой (х а р а к т е р и с т и ч е с к о е Р. и.) и непрерывной (т о р м о з н о е Р. и.; см. *Рентгеновские спектры*). При действии первичного Р. и. на вещество последнее испускает ф л у о р е с ц е н т н о е (вторичное) Р. и., состоящее только из линейчатой части. Если мишень бомбардировать протонами, α-частицами или более тяжёлыми ионами с энергией неск. МэВ на нуклон, то мишень будет испускать Р. и. линейчатого спектра с очень слабым непрерывным излучением (контрастность характеристич. линий такого Р. и. очень высокая). Для ускорения ионов используют электростатич. генераторы или циклотроны.

В качестве источников Р. и. могут служить также мек-рые радиоактивные изотопы; одни из них непосредственно испускают Р. и. (напр., атом ^{55}Fe в результате K-захвата превращается в ^{55}Mn и испускает K-спектр Mn), ядра др. радиоактивных элементов (напр., ^{210}Po) испускают электроны или α-частицы, бомбардирующие мишень, к-рая испускает Р. и. Интенсивность излучения изотопных источников на неск. порядков ниже интенсивности излучения рентг. трубки, а их габариты, вес и стоимость значительно меньше, чем у установки с рентг. трубкой.

Излучение рентг. диапазона присутствует и в *синхротронном излучении*. Это Р. и. можно выделить монохроматором и использовать для разл. целей. Оно на неск. порядков величины превосходит по интенсивности излучение рентг. трубки. Ещё более интенсивную рентг. составляющую содержит *ондуляторное излучение*, к-рое на неск. порядков превосходит по интенсивности рентг. составляющую синхротронного излучения; в этих случаях энергия Р. и. столь велика, что кристалл-анализатор, используемый в *рентгеновской спектральной аппаратуре*, нагревается до неск. сотен °С и разрушается, если не приняты спец. меры защиты. Очень высокой интенсивностью обладает также рентг. составляющая *переходного излучения*. Естеств. источники Р. и.— Солнце и др. космич. объекты, в т. ч. Луна, поверхность к-рой бомбардируют частицы высокой энергии, испущенные Солнцем.

Характеристич. Р. и. поликристаллич. анода рентг. трубки распространяется в пространстве изотропно, тогда как распространение тормозного Р. и. анизотропно. При малых напряжениях на рентг. трубке (до 20—30 кВ) тормозное Р. и. имеет макс. интенсивность в направлениях, лежащих в плоскости, перпендикулярной направлению движения электронов, возбуждающих Р. и. При очень высоких напряжениях на рентг. трубке (более неск. сотен тысяч кВ) почти всё излучение распространяется в направлении движения пучка электронов и выходит наружу через пластинку анода. Рентг. составляющая синхротронного излучения поляризована и распространяется только в плоскости кольца синхротрона. Вертикальная расходимость этого излучения очень мала.

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом. Существуют два осн. типа взаимодействия Р. и. с веществом: ф о т о э ф ф е к т и р а с с е я н и е Р. и. При фотоэффекте атом поглощает фотон Р. и. и испускает электрон одной из своих внутр. оболочек. Такое возбуждённое состояние атома неустойчиво, и через 10^{-16}—10^{-15} с он совершает переход в состояние с меньшей энергией; при этом электрон одной из более удалённых от ядра оболочек заполняет вакансию во внутр. оболочке. Избыток энергии либо испускается в виде рентг. фотона характеристич. излучения атома (излучат. переход), либо атом испускает ещё один электрон (безызлучат. переход, напр. при *оже-эффекте*) и становится дважды ионизованным. Переход атома в осн. состояние после его внутр. ионизации сопровождается испусканием фотонов характеристич. излучения и оже-электронов. (О зависимости вероятности поглощения Р. и. от энергии фотонов $h\nu$ и ат. номера Z атомов вещества см. в ст. *Рентгеновские спектры*.)

В отличие от поглощения, при рассеянии Р. и. фотоны изменяют направление движения и могут потерять лишь часть своей энергии. При когерентном (упругом) рассеянии Р. и. энергия фотонов не изменяется, но после рассеяния они движутся в др. направлении (*рэлеевское рассеяние*). Некогерентное (неупругое) рассеяние с уменьшением энергии фотонов Р. и. может быть двух типов: к о р п у с к у л я р н о е (см. *Комптона эффект*) и к о м б и н а ц и о н н о е. При корпускулярном рассеянии происходит обмен импульсами между электроном атома и фотоном, в результате чего энергия фотона уменьшается на величину, зависящую от угла рассеяния, а из атома вылетает электрон отдачи. При комбинац. рассеянии за счёт части энергии фотона атом испускает электрон. Потеря энергии фотона в этом процессе от угла рассеяния не зависит. Обычно вероятность комбинац. рассеяния значительно меньше вероятности корпускулярного рассеяния; однако если комбинац. рассеяние происходит на одном из электронов L-оболочки, а энергия фотона совпадает с энергией электронов K-оболочки (с точностью до ширины K-уровня), то наблюдается р е з о н а н с н о е к о м б и н а ц и о н н о е р а с с е я н и е Р. и., вероятность к-рого повышается на неск. порядков величины и значительно превосходит вероятность корпускулярного рассеяния. В области малых $h\nu$ и Z преобладает когерентное рассеяние, при больших $h\nu$ и Z — некогерентное рассеяние. В результате интерференции когерентно рассеянного

атомами кристалла Р. и. наблюдается *дифракция рентгеновских лучей* — рентг. пучок расщепляется, возникают дифракц. пучки (в направлениях, определяемых *Брэгга — Вульфа условием*). На этом явлении основан *рентгеновский структурный анализ*.

Р. и. на границе раздела двух сред разл. *диэлектрической проницаемости* преломляется. Вследствие малости длины волны Р. и. показатель преломления вещества в рентг. области спектра очень близок к единице (меньше единицы на $\sim 10^{-5}$—10^{-6}). В результате этого фазовая скорость Р. и. в веществе превосходит скорость света в вакууме. При точных измерениях углов дифракции Р. и. отличие показателя преломления от единицы приводит к усложнению вида условия Брэгга — Вульфа, к-рое установлено в предположении, что зависимостью показателя преломления от λ можно пренебречь. Однако вблизи краёв поглощения атомов кристалла-анализатора наблюдается а н о м а л ь н а я д и с п е р с и я, при к-рой отступления от условия Брэгга — Вульфа становятся значительными (см. *Дисперсионная поверхность*). В связи с тем, что для Р. и. показатель преломления меньше единицы и вакуум (или воздух) является оптически наиб. плотной средой, при падении рентг. луча под малым углом скольжения на вакуума на гладкую поверхность вещества происходит п о л н о е в н е ш н е е о т р а ж е н и е этого луча. С возрастанием угла скольжения оно исчезает при нек-ром критич. значении угла θ_c. С возрастанием λ этот угол увеличивается. На явлении полного внеш. отражения основано устройство рентг. телескопов (см. *Рентгеновская астрономия*) и нек-рых *рентгеновских микроскопов*. Для отражения Р. и. под большими углами (до угла скольжения $\sim 90°$) используют спец. многослойные микроструктуры (зеркала); коэф. отражения такого зеркала достигает неск. десятков процентов.

Применение оптич. линз в рентг. области спектра невозможно вследствие большого поглощения Р. и. в материале линз и незначит. отличия показателя преломления от единицы. Для фокусировки Р. и. могут быть использованы зонные пластинки (см. *Рентгеновская оптика*). Однако в связи с малыми значениями длины волны Р. и. размеры этих пластинок также очень малы (от 20 мкм до неск. мм); число их колец — неск. сотен, расстояние между соседними внеш. кольцами — десятые доли мкм. Такие пластинки изготавливают с помощью *рентгеновской литографии*.

Р е н т г е н о в с к и й и н т е р ф е р о м е т р также отличается от всех видов оптич. интерферометров. Он представляет собой параллелепипед из монокристалла Si с двумя углублениями одинаковой ширины, параллельными двум противоположным сторонам параллелепипеда, т. е. образует 3 параллельные пластинки Si на общей основе (в виде буквы Ш), атомные плоскости к-рых строго параллельны, в частности перпендикулярны их поверхностям. Если под углом Брэгга к этим плоскостям направить на ниж. пластинку узкий луч Р. и., то он частично пройдёт эту пластинку в осн. направлении, частично дифрагирует в ней, изменяя направление, т. е. первичный луч разделится на два (пластинка наз. д е л и т е л е м л у ч е й). Оба луча затем попадут на ср. пластинку (з е р к а л о) и дифрагируют в ней; на третьей же пластинке (т. н. а н а л и з а т о р е) лучи сойдутся в одну точку. Один из этих лучей проходит через анализатор, не изменяя своего направления, другой — дифрагирует в нём, после чего оба луча получают одно направление, интерферируют один с другим и регистрируются детектором. Если на пути одного из расщеплённых лучей поставить пластинку из исследуемого материала, то число длин волн этого луча внутри пластинки изменится, что скажется на числе максимумов интерференции выходящего луча. Таким методом можно измерить отличие показателя преломления от единицы с точностью до 4 значащих цифр. С помощью двух связанных между собой интерферометров — рентгеновского и *интерферометра Фабри — Перо* было найдено значение 1-й усл. единицы измерения длины волны Р. и.— т. н. X-единицы (1 X = 1,0020802·10^{-4} нм). Рентг. интерферометр позволяет выполнять особо точные измерения параметров кристаллич. структуры, определять малые механич. напряжения в кристаллах, показатели преломления Р. и. в разл. веществах.

Для получения рентг. спектров используют дифракцию Р. и. от монокристаллов; причём, согласно условию Брэгга — Вульфа, может быть получен рентг. спектр при $\lambda < 2d$ (где d — межплоскостное расстояние; применяемые в рентг. спектроскопии кристаллы имеют разл. значения $2d \leqslant 2{,}6$ нм); при $\lambda > 2{,}6$ нм могут быть использованы многослойные микроструктуры, к-рые, однако, обеспечивают лишь сравнительно незначит. разрешение. Диспергирующим элементом для получения спектров с Р. и. в области $1 < \lambda < 100$ нм служат *дифракционные решётки* со скользящим падением Р. и. под углом в неск. градусов. Такие решётки обычно изготовляют нарезанием штрихов профилиров. алмазным резцом, причём число штрихов доходит до 1200 на 1 мм. Резец передвигается от штриха к штриху с помощью прецизионных винтов, что неизбежно накладывает на решётку дополнит. периодичность, в результате чего в спектре появляются ложные линии, называемые д у х а м и. Этого недостатка избегают решётки, изготовленные литографич. методами; с их помощью получают дифракц. решётки с числом штрихов до 6000 на 1 мм.

Характеристич. Р. и. рентг. трубки не поляризовано, тормозное — частично поляризовано, причём вблизи квантовой границы его спектра коэф. поляризации приближается к 100%. При дифракции характеристич. Р. и. в кристалле возникает поляризация, зависящая от угла Брэгга θ и приближающаяся к 100% при $\theta = 45°$, т. е. когда угол между падающим и дифрагированным лучами равен 90°.

Регистрация рентгеновского излучения. Для регистрации Р. и. используют чаще всего спец. рентг. фотоплёнку (см. *Рентгенограмма*). Т. к. жёсткое Р. и. обладает значит. проницаемостью, фотоплёнка содержит повыш. кол-во AgBr и выполняется двусторонней. Для определения отношения интенсивностей линий спектра или распределений интенсивностей в дифракц. картине по их фотоснимку используют микрофотометры и денситометрич. кривую зависимости логарифмич. фотоплотности от интенсивности Р. и. При больших интенсивностях их измеряют с помощью *ионизационной камеры*, при средних и малых интенсивностях — с помощью к.-л. пропорционального детектора. Амплитуда регистрируемого сигнала в последних пропорциональна энергии фотона, что позволяет использовать эти приборы в сочетании с многоканальным амплитудным анализатором импульсов в качестве рентг. спектрометров. Для регистрации Р. и. служат сцинтилляц. счётчики [при $\lambda < 0{,}3$ нм; кристаллы NaI(Tl), относит. разрешение $\sim 50\%$ (в области $\lambda \approx 0{,}15$ нм)], пропорциональные счётчики отпаянного или проточного типа [при $0{,}1 < \lambda < 10$ нм; относит. разрешение $\sim 15\%$ (в области $\lambda \approx 0{,}15$ нм)], вторично-электронные или канальные электронные умножители открытого типа с входным фотокатодом (при $\lambda > 1$ нм), полупроводниковые детекторы [при $\lambda < 1$ нм; кристаллы Si(Li) или Ge(Li), относит. разрешение $\sim 2{,}5\%$ (в области $\lambda \approx 0{,}15$ нм)]; см. *Детекторы* частиц. Используют также координатно-чувствительные детекторы типа микроканальных пластин или приборов с зарядовой связью, с помощью к-рых линейчатый спектр можно зарегистрировать на ленте самописца в виде записи с правильным относит. расположением линий и правильными относит. амплитудами этих линий.

Применение рентгеновского излучения. Наиб. широкое использование Р. и. нашло в медицине (для рентгенодиагностики и рентгенотерапии нек-рых заболе-

ваний), дефектоскопии металлич. изделий и сварных швов, *рентгенографии материалов*, рентг. структурном анализе (для исследования атомной решётки кристаллов, фазового анализа сплавов, в частности сталей, определения внутр. механич. напряжений, выявления размеров частиц нек-рых материалов, в частности катализаторов с частицами коллоидного размера), в *рентгеновской топографии*, рентг. микроскопии, спектроскопии твёрдых тел и молекул, рентгеноспектральном анализе элементного состава материалов (например, поверхности Луны и планет), рентг. астрономии.

Лит.: Харадж а Ф., Общий курс рентгенотехники, 3 изд., М.— Л., 1966; Блохин М. А., Физика рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1957; его же, Методы рентгеноспектральных исследований, М., 1959; Рентгеновские лучи, пер. с нем. и англ., М., 1960; Миркин Л. И., Рентгеноструктурный анализ. Справочное руководство, М., 1976; Рентгенотехника. Справочник, под ред. В. В. Клюева, кн. 1—2, М., 1980; Блохин М. А., Швейцер И. Г., Рентгеноспектральный справочник, М., 1982; Рентгеновская оптика и микроскопия, под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа, пер. с англ., М., 1987.

М. А. Блохин.

РЕНТГЕНОГРА́ММА — зарегистрированное на фотоплёнке (фотопластинке) изображение объекта, возникающее в результате взаимодействия с ним рентг. излучения. При таком взаимодействии могут происходить поглощение, отражение и дифракция рентг. лучей. Пространственное распределение интенсивности излучения после взаимодействия, фиксируемое на Р., отражает строение объекта.

Абсорбционные Р. регистрируют «теневое» изображение объекта, возникающее вследствие неодинакового поглощения рентг. излучения разными участками объекта. Эти Р. применяют в медицине, биологии, дефектоскопии, рентг. микроскопии.

Дифракционные Р., регистрирующие дифракц. рассеяние рентг. излучения образцами, получают в рентг. камерах. Эти Р. используют для решения задач *рентгеновского структурного анализа*, *рентгенографии материалов*, *рентгеновской топографии*. В зависимости от типа исследуемого вещества (поли- или монокристаллы), характера излучения (линейчатый или непрерывный спектры), а также геом. условий съёмки дифракционные Р. разделяют на *дебаеграммы*, *лауэграммы*, Р. качания или вращения (получают при качании или вращении образца во время съёмки), вайсенбергограммы и кфорограммы (получают при синхронном вращении образца и перемещении фотоплёнки), косселеграммы (в широкорасходящемся пучке монохроматич. излучения), рентг. топограммы. К дифракционным относятся также Р. *малоуглового рассеяния*, регистрирующие распределение интенсивности рентг. излучения вблизи первичного луча.

Р., фиксирующие распределение интенсивности рентг. излучения, испытавшего полное внеш. отражение от поверхности исследуемого образца, используют в рентг. рефлектометрии для оценки параметров поверхностных слоёв и тонких плёнок.

Р. осуществляется на разл. светочувствит. материалах, выбор к-рых зависит от целей исследования. В том случае, когда Р. не требует дальнейшего оптич. увеличения, съёмка производится на рентгеновскую или поляроидную плёнку с невысоким разрешением. Дифракционные и абсорбционные микрорентгенограммы и рентг. топограммы, нуждающиеся в последующем оптич. увеличении, снимают на мелкозернистые фотоплёнки и пластинки с высоким разрешением.

Е. П. Костюкова.

РЕНТГЕНОГРА́ФИЯ МАТЕРИА́ЛОВ — область исследований, занимающаяся решением разнообразных задач материаловедения на основе рентг. дифракц. методов (см. *Дифракция рентгеновских лучей*, *Рентгеновский структурный анализ*). Р. м. исследует как равновесные, так и неравновесные состояния материалов, изучает их кристаллич. структуру, фазовый состав и его изменения, строит фазовые диаграммы, анализирует состояние деформированных (или подвергнутых к.-л. др. воздействиям) материалов, процессы упорядочения и явления ближнего порядка. Р. м. осуществляется с помощью получаемых в рентг. камерах рентгенограмм моно- или поликристаллич. образцов или регистрацией распределения рассеянного рентг. излучения в *рентгеновских дифрактометрах*. Среди методов Р. м. основными являются следующие.

Определение числа, размеров и разориентировки кристаллитов. Размеры кристаллитов поликристаллич. материалов существенно влияют на их механич. свойства. Число N достаточно крупных (~0,5—5 мкм) кристаллитов, участвующих в отражении рентг. лучей, определяется числом n точечных рефлексов, составляющих дебаевское кольцо рентгенограммы (см. *Дебая — Шеррера метод*): $N = (2n/a)\cos\theta$, где a — постоянная величина (параметр аппаратуры), θ — брэгговский угол. Ср. объём кристаллита — отношение объёма образца к N.

Углы разориентировки и размеры блоков мозаичной структуры. Блоки мозаичной структуры — области с правильным строением, повёрнутые одна относительно другой (разориентированные) на очень малые углы. Углы разориентировки и размеры блоков определяют прочность мозаичных материалов и связаны с плотностью дислокаций. О ср. размерах D блоков мозаики ~0,05—0,1 мкм судят по размытию (уширению) дебаевских колец:

$$D=(\lambda/\beta)\cos\theta,$$

где β — полуширина размытой линии. Ср. угол δ разориентировки блоков определяют по эффектам двойного рассеяния рентг. излучения в малоугловой области (при $\varepsilon = 2\theta \leqslant 0{,}5°$), когда первично отражённый луч отражается ещё раз от подходящим образом ориентированного блока в направлении исходного пучка. В окрестности первичного луча появляется дополнит. диффузное рассеяние, интенсивность к-рого $I(\varepsilon)$ определяет δ:

$$I(\varepsilon)=Ae^{-1}\exp\{-B\varepsilon^2/\delta^2\},$$

где A и B — пост. величины.

Определение остаточных напряжений. Рентгенографич. определение механич. напряжений в простейшем случае сводится к измерению смещения дебаевской линии $\Delta\theta$. При нормальных напряжениях σ смещение $\Delta\theta$ связано с σ выражением $\sigma = E\mathrm{ctg}\theta\cdot\Delta\theta/\mu$, где E — модуль Юнга, μ — коэф. Пуассона (см. *Модули упругости*). Микронапряжения, как и измельчение блоков мозаики, приводят к уширению дебаевских линий. Если уширение обусловлено только микронапряжениями, то их ср. величина (для кристаллов кубич. сингонии) $\Delta a/a = (\beta/4)\mathrm{ctg}\theta$.

Фазовый анализ. Р. м. позволяет производить качеств. и количеств. фазовый анализ гетерогенных смесей. Каждая фаза данного вещества даёт на рентгенограмме характерное отражение, что позволяет осуществлять качеств. фазовый анализ. В количеств. фазовом анализе по отношению интенсивностей отражений определяемой фазы и эталона, находящихся в смеси, судят о концентрации фазы.

Р. м. применяют для исследования изменений в пересыщенном твёрдом растворе, обусловленных его распадом (старением) и, следовательно, возникновением новых фаз и (или) исчезновением старых. Распад твёрдых растворов сопровождается изменением их физ. и механич. свойств. Температурно-временна́я зависимость концентрации фаз даёт возможность изучать кинетику процессов и выбирать режимы термообработок, установить энергию активации процесса и т. п.

Определение типа твёрдого раствора и границ растворимости. Для установления типа твёрдого раствора определяют кол-во n атомов в элементарной ячейке раствора, используя рентгенографич. данные о её объёме Q и значении плотности раствора ρ: $n = (Q\rho/A)\cdot 1{,}66\cdot 10^{-24}$, где A — ср. взвешенная ат.

масса. Сопоставляя n с числом атомов в элементарной ячейке растворителя N, выясняют тип раствора (при $n = N$ — раствор замещения, при $n > N$ — раствор внедрения, при $n < N$ — раствор вычитания).

Для установления границы растворимости в твёрдом состоянии анализируют изменения периодов кристаллич. решётки при повышении концентрации раствора. Концентрация, при к-рой период решётки (для двухкомпонентных растворов) перестаёт меняться с дальнейшим изменением состава, означает предельную растворимость для данной темп-ры. По найденным значениям предельной растворимости для раал. темп-р строят границу растворимости.

Исследование ближнего и дальнего порядков. В твёрдых растворах атомы компонентов распределены, как правило, не хаотично, а с нек-рой корреляцией (см. *Дальний и ближний порядок*). Когда корреляция существует только в ближайших координац. сферах, возникает либо ближнее упорядочение (напр., в сплавах Fe — Si и Fe — Al), либо ближнее расслоение (в Cr — Mo и Si—Ge). Рентгенографически это можно обнаружить по появлению дополнит. диффузного фона. С помощью Р. м. установлено, что при понижении темп-ры в твёрдых растворах с ближним расслоением происходит распад на два твёрдых раствора (напр., Al—Zn), а в растворах с ближним упорядочением при этом возникает дальний порядок (напр., Fe_3Al).

Измерение *диффузного рассеяния рентгеновских лучей* позволяет изучать тепловые колебания в кристаллах. Дисперсионные кривые, построенные по рентг. данным, дают возможность определить упругие константы кристалла, вычислить константы межатомного взаимодействия, рассчитать фононный спектр кристалла.

Исследование радиационных повреждений. Р. м. позволяет установить изменения структуры кристаллич. тел под действием проникающей радиации (напр., изменение периодов решётки, возникновение диффузных максимумов), а также исследовать структуру радиоактивных веществ. Дефекты в достаточно крупных и почти совершенных монокристаллах определяют методами рентг. топографии.

Лит.: Уманский Я. С., Рентгенография металлов, М., 1967; его же, Рентгенография металлов и полупроводников, М., 1969; Конобеевский С. Т., Действие облучения на материалы, М., 1967; Warren B. E., X-ray diffraction, Reading (Mass.), 1969; Иверонова В. И., Ревкевич Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978; Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974; Кривоглаз М. А., Применение рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов для исследования несовершенств в кристаллах, К., 1974; Уманский Я. С., Чириков Н. В., Диффузия и образование фаз, М., 1974; Schulze G. E. R., Metallphysik, 2 Aufl., B., 1974.

Я. С. Уманский, Н. В. Чириков.

РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возбуждаемая рентгеновским и γ-излучениями; частный случай *радиолюминесценции*. Р., с помощью к-рой были получены изображения на рентг. экранах, была первым техн. применением люминесценции вообще.

Лит.: Гурвич А. М., Рентгенолюминофоры и рентгеновские экраны, М., 1976.

РЕНТГЕНОМЕТРИЯ — раздел *дозиметрии*, занимающийся измерением экспозиционных доз рентгеновского и гамма-излучений (с энергией фотонов от 5 кэВ до 5 МэВ) в *рентгенах*. Р. возникла в 1920-х гг. в связи с развитием практич. применений рентг. излучения в науке, технике, медицине и необходимостью выбора физ. величины и её единицы измерения, характеризующей воздействие рентг. излучения на живые организмы.

На 2-м Междунар. конгрессе радиологов (1928, Стокгольм) было рекомендовано для этой цели применять единицу измерения рентген (Р), определяемую по ионизации воздуха рентг. излучением (воздух был выбран гл. обр. потому, что энергии, поглощаемые 1 г воздуха и 1 г живой ткани, находятся в простом соотношении, почти не зависящем от спектрального состава излучения). Т. к. образование одной пары ионов воздуха требует затраты энергии в 34 эВ, а образование суммарного заряда ионов одного знака, равного единице заряда СГСЭ, соответствует образованию $2{,}08 \cdot 10^9$ пар ионов, то энергетич. эквивалент рентгена равен $2{,}08 \cdot 10^9 \cdot 34$ эВ $= 0{,}114$ эрг (в 1 см³ воздуха).

Физ. величина, единицей к-рой является рентген, чёткое определение получила лишь значительно позднее. Она названа экспозиционной дозой $D_э$ рентгеновского (или гамма-) излучения: $D_э = \Delta Q/\Delta m$, где ΔQ — суммарный заряд всех ионов одного знака, образующихся в воздухе массой Δm при его облучении рентгеновским (или гамма-) излучением.

В СИ единицей экспозиц. дозы является кулон на килограмм (воздуха): 1 Р $= 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

В Р. ионизирующую способность излучения в воздухе измеряют с помощью свободно-воздушных ионизац. камер. В них ионизирующийся объём воздуха окружён слоем воздуха толщиной, равной максимальному свободному пробегу в нём электронов; в результате в ионизац. камере устанавливается т. н. электронное равновесие.

Установлено, что терапевтич. воздействие рентгеновского и гамма-излучений правильнее связывать не с экспозиц. дозой этого излучения в воздухе, а с поглощённой дозой излучения в тканях организма.

Лит.: Поройков И. В., Рентгенометрия, М.— Л., 1950.

М. Ф. Юдин.

РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ — элементный анализ вещества по его *рентгеновскому спектру*. Качественный Р. а. выполняют по спектральному положению линий характеристич. спектра испускания исследуемого образца; его основа — *Мозли закон*. Количественный Р. а. осуществляют по интенсивностям этих линий. Методами Р. а. могут быть определены все элементы с ат. номерами $Z > 9$ (в нек-рых случаях и более лёгкие).

Наиб. распространено возбуждение рентг. флуоресцентного спектра (вторичного спектра) образца падающим на него первичным излучением рентг. трубки. Предел обнаружения элементов по вторичным флуоресцентным спектрам составляет $\sim 10^{-3}$—10^{-4} %; при анализе по третичным спектрам (вторичной флуоресценции), а также при возбуждении рентг. излучения протонами с энергией 1—2 МэВ предел обнаружения элементов снижается до $\sim 10^{-5}$—10^{-6} %. Относит. точность количественного Р. а. вдали от предела обнаружения может достигать 1% и менее.

Анализ валового состава по флуоресцентному излучению образцов — высокопроизводительный (весь процесс анализа занимает 5—10 мин) и неразрушающий метод хим. анализа твёрдых тел. Р. а. производят по одной из наиб. интенсивных линий в спектре анализируемого элемента (т. н. аналитич. линии). Зависимость интенсивности I такой спектральной линии от содержания C_A элемента А в пробе (аналитич. график) может быть построена по стандартным образцам известного состава.

Исследуемая проба состоит из анализируемого элемента и матрицы — всей остальной части пробы. Вид аналитич. графика зависит от поглощат. способности

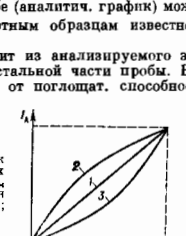


Рис. 1. Аналитический график при различных коэффициентах поглощения матрицы μ_M: $1 - \mu_M$ равно коэффициенту поглощения анализируемого элемента μ_A; $2 - \mu_M < \mu_A$; $3 - \mu_M > \mu_A$.

матрицы и анализируемого элемента: если они одинаковы, график представляет собой прямую (рис. 1), если матрица поглощает больше (меньше), чем анализируемый элемент, то график — кривая, обращённая выпуклостью вниз (вверх). Интенсивность аналитич.

линии сильно зависит от состава матрицы и гетерогенности пробы (крупности зёрен). Существуют разл. методы преодоления этих трудностей, связаные в осн. со спец. приготовлением пробы.

Один из наиб. распространённых методов Р. в.— метод внутр. стандарта состоит в том, что в пробу добавляют известное кол-во элемента В, соседнего (по периодич. системе элементов) с анализируемым элементом А. Интенсивность аналитич. линий элементов А и В, расположенных в спектре близко один от другого, с изменением состава матрицы изменяется почти одинаково. Затем строят зависимость отношений интенсивностей линий А и В от отношения их концентраций. Существует также метод, основанный на введении в пробу неск. разл. добавок ΔC_A анализируемого элемента А, построении графика зависимости интенсивности I_A (за вычетом фона) от ΔC_A и экстраполяции его до абсциссы, т. е. до значения $I_A = 0$, для отсчитывания значения $-(\Delta C_A)_0$. Искомое значение $C_A = (\Delta C_A)^\circ$.

Метод разбавления пробы нейтральной средой заключается в том, что элементом, мало влияющим на интенсивность аналитич. линии, разбавляют пробу в 5—10 раз, тем самым снижая влияние мешающих элементов; его применяют в том случае, когда содержание определяемого элемента достаточно велико.

В поточном произ-ве часто производят Р. а. на все элементы пробы, для чего служат методы внеш. стандарта, в к-рых по интенсивностям аналитич. линий и соответствующих линий стандартных образцов находят содержание элементов в пробе. Один из таких методов — метод множественной регрессии; в нём для определения концентрации C_M элемента М используют полином:

$$C_M = a_{M,0} + \sum_Q a_{MQ} I_Q + I_M \sum_{Q \neq M} a'_{MQ} I_Q + \sum_Q a''_{MQ} I_Q^2 + \ldots,$$

где I_Q и I_M — интенсивности линий Q-го и М-го элементов пробы. Коэф. a_{MQ}, a'_{MQ}, a''_{MQ} определяют по стандартным образцам, число к-рых достигает неск. десятков. Малые члены полинома не учитывают, расчёты осуществляют на ЭВМ. Возможности метода ограничены необходимостью большого числа стандартных образцов и зависимостью коэф. от области концентраций.

Метод теоретич. поправок предполагает аддитивность поправок, вносимых каждым элементом матрицы в интенсивность аналитич. линии. Если интенсивность аналитич. линии элемента А в пробе I_A, а эталоне $I_{A,эт}$, то в первом приближении концентрация

$$C_A = C_{A,эт}(I_A / I_{A,эт}).$$

В том случае, когда концентрации элемента М в пробе и в эталоне мало отличаются одна от другой ($|C_{M,эт} - C_M| \sim 1\%$), концентрацию C_A находят по ф-ле:

$$C_A = C_{A,0}\left[1 + \sum_M a_{AM}(C_{M,эт} - C_M)\right],$$

где a_{AM} — поправка на элемент М; такие поправки могут быть найдены теоретически для каждой пары АМ элементов. Концентрацию C_A находят с помощью последоват. приближений, в расчётах используют ЭВМ.

В методе фундам. параметров используют точную аналитич. зависимость интенсивности аналитич. линии элемента от осн. физ. параметров пробы, найденную для смешанного характеристич. и тормозного первичного излучения рентг. трубки.

Предел обнаружения концентраций $C_{мин}$ при флуоресцентном Р. а. зависит от ат. номера Z элемента и от серии (K и L), к к-рой принадлежит аналитич. линия (рис. 2). Методы флуоресцентного Р. а. нашли применение на обогатит. фабриках цветной металлургии (для экспрессного анализа продуктов флотации, определения меди в шлаках), в чёрной металлургии (для анализа руды, кокса, сплавов, сталей разных марок), на цементных заводах (для анализа сырьевых смесей)

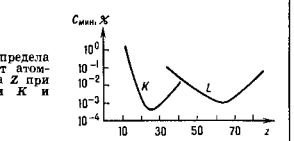


Рис. 2. Зависимость предела обнаружения $C_{мин}$ от атомного номера элемента Z при анализе по линиям K и L-серий.

и т. д. Разработаны также методы Р. а. с возбуждением спектра радиоактивным излучением (рентгено-радиометрич. анализ); соответствующая аппаратура малогабаритна, её вес невелик. Эти методы используют в полевых условиях, с их помощью осуществляют каротаж скважин. Методами флуоресцентного Р. а. определяют состав и толщины тонких плёнок, для чего разработано неск. итерационных методов. Анализ жидкости (напр., нефти на содержание серы) осуществляют по поглощению ею рентг. излучения, к-рое измеряют рентг. фотометром.

Рентгеновский микроанализ (локальный анализ) участков пробы ~1—3 мкм² выполняют с помощью электронного зонда в микроанализаторе. Электронный зонд формируют с помощью электростатич. и магн. фокусировки до сечения диам. ~1 мкм. Анализ осуществляют по рентг. излучению образца, к-рое раслагают в спектр с помощью рентг. спектрометра. В этом методе вводят поправки на Z определяемого элемента, поглощение его излучения в пробе и его флуоресценцию, возбуждаемую тормозной компонентой излучения и характеристич. излучениями др. элементов в пробе. Микроанализ применяют при исследованиях взаимной диффузии 2- и 3-компонентных систем, процессов кристаллизации, локальных флуктуациях состава сплавов и т. д.

Лит.: Вологин М. А., Методы рентгеноспектральных исследований, М., 1959; Лосев Н. Ф., Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ, М., 1969; Плотников Р. И., Пшеничный Г. А., Флуоресцентный рентгенорадиометрический анализ, М., 1973; Физические основы рентгеноспектрального локального анализа, пер. с англ., М., 1973; Электронно-зондовый микроанализ, пер. с англ., М., 1974; Афонин В. П., Гуничева Т. Н., Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ горных пород и минералов, Новосиб., 1977; Лосев Н. Ф., Смагунова А. Н., Основы рентгеноспектрального флуоресцентного анализа, М., 1982; Рентгенофлуоресцентный анализ, под ред. Х. Эрхардта, пер. с нем., М., 1985; Бахтиаров А. В., Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ в геологии и геохимии, Л., 1985; Рентгенофлуоресцентный анализ, под ред. Н. Ф. Лосева, Новосиб., 1991. *М. А. Блохин.*

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ — см. *Рентгеновский структурный анализ.*

РЕНТГЕНОЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (электронная спектроскопия для химического анализа) (РЭС, ЭСХА) — совокупность методов определения строения хим. соединений, состава и структуры поверхности твёрдых тел на основе анализа фотоэлектронов, вылетающих из вещества под воздействием рентг. излучения.

Кинетич. энергия фотоэлектронов $\mathscr{E}_{кин}$, выбитых рентг. квантом $h\nu$ (ν — частота рентг. излучения) с внутр. или внеш. оболочек атома, равна

$$\mathscr{E}_{кин} = h\nu - \mathscr{E}_{св},$$

где $\mathscr{E}_{св}$ — энергия связи электрона в образце, определяемая энергией электрона в атоме и взаимодействиями атома с др. атомами (хим. связью в молекуле и взаимодействием с атомами др. молекул). Т. о., анализ кинетич. энергии вылетающих из вещества электронов позволяет получить информацию об элементном составе образца, распределении хим. элементов по по-

верхности твёрдого тела, характере хим. связей и др. взаимодействий атомов образца.

В электронных спектрометрах (рис. 1), используемых в Р. с., на образец воздействуют излучением рентг.

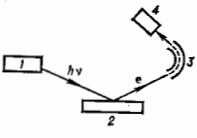


Рис. 1. Схема электронного спектрометра: *1* — источник излучения; *2* — образец; *3* — электронный энергоанализатор; *4* — детектор.

трубки (обычно линии $AlK\alpha$ или $MgK\alpha$ с энергиями квантов соотв. 1486 и 1254 эВ) или рентг. *синхротронным излучением*. Выбитые электроны попадают в электронный энергоанализатор, к-рый разделяет их по $\mathscr{E}_{кин}$. Монохроматич. пучки электронов попадают в детектор, измеряющий интенсивность пучков. Т. о. получают рентгеноэлектронный спектр — распределение рентг. фотоэлектронов по их кинетич. энергиям, максимумы в нём — спектральные линии — отвечают определ. атомам (рис. 2); максимумы иногда сливаются. Отд. линии обозначают символом элемента,

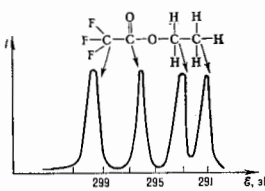


Рис. 2. Рентгеноэлектронный спектр С 1*s* этилтрифторацетата.

рядом с к-рым указывают уровень энергии фотоэлектрона (напр., линия С 1*s* означает: электроны вылетают с уровня 1*s* углерода).

Р. с. позволяет исследовать все элементы (кроме Н) при содержании их в образце $\sim 10^{-5}$ г (пределы обнаружения элемента с помощью РЭС 10^{-7} — 10^{-9} г). Относит. содержание элемента может составлять доли процента. Образцы могут быть твёрдыми, жидкими или газообразными.

Величина $\mathscr{E}_{св}$ электрона внутр. оболочки атома А в хим. соединении определяется эфф. зарядом Z_A этого атома и электростатич. потенциалом U, создаваемым всеми др. атомами соединения:

$$\mathscr{E}_{св}=kZ_A+U$$

(k — коэф. пропорциональности). Значение $\mathscr{E}_{св}$ сравнивают с энергией связи аналогичного электрона в стандартном веществе (кристаллич. модификации данного элемента) и вводят понятие хим. сдвига $\Delta\mathscr{E}_{св}$. Знак $\Delta\mathscr{E}_{св}$ определяет знак эфф. заряда Z_A атома А в хим. соединениях; значение $\Delta\mathscr{E}_{св}$ пропорционально Z_A. Поскольку эфф. заряд Z_A зависит от степени окисления атома А, характера соседних атомов и геом. структуры соединения, по $\Delta\mathscr{E}_{св}$ можно также определять природу функциональных групп, степень окисления атома, способ координации лигандов и т. д.

Энергии связи электронов атомов функциональных групп практически не зависят от типа хим. соединения, в к-ром находится данная функциональная группа. В табл. приведены значения $\mathscr{E}_{св}$ для нек-рых функциональных групп и лигандов. Относит. интенсивность максимумов, соответствующих разл. функциональным группам (или лигандам), пропорциональна числу таких групп в соединении. Напр., в $Na_2[Fe(CN)_5NO]$ интенсивность линии N1*s* групп CN в 5 раз выше, чем линии N1*s* группы NO, что может быть использовано

Энергии связи электронов центрального атома в некоторых функциональных группах и лигандах

Тип соединения	Уровень энергии	$\mathscr{E}_{св}$, эВ
RC(O)OH	C1*s*	289,5
RC(O)OM	—»—	289,0
R_3COH	—»—	286,7
R_2CO	—»—	288,0
M_2CO_3	—»—	289—290
Карбиды	—»—	282—283
Бориды	B1*s*	188—189
MNO_3	N1*s*	408—407
MNO_2	—»—	403,6—404,6
RNO_2	—»—	406,0
R_4N^+	—»—	401—402
NH_3	—»—	400,4
MNCS	—»—	398,5
MCN	—»—	399,2—399
Нитриды	—»—	397—398
M_2SO_4	S2*p*	169—170
M_2SO_3	—»—	167—168
Сульфиды	—»—	161—162
M_3PO_4	P2*p*	133
Фосфиды	—»—	128—130
$MClO_4$	Cl2*p*	206—207
$MClO_3$	—»—	208—209
Хлориды	—»—	198—200
Силициды	Si2*p*	99—100

для определения числа разл. функциональных групп (лигандов) в соединении. Значения $\mathscr{E}_{св}$ в самом лиганде закономерно зависят от особенностей хим. соединения; напр., в случае аниона $\mathscr{E}_{св}$ его внутр. электронов растёт с увеличением электроотрицательности связанного с ним катиона. Хим. сдвиг $\Delta\mathscr{E}_{св}$ увеличивается с ростом степени окисления атома.

Увеличение (уменьшение) $\mathscr{E}_{св}$ электронов внутр. оболочек соответствует уменьшению (увеличению) электронной плотности на рассматриваемом атоме. Так, следует ожидать повышения энергии связи электронов в атомах-донорах, поскольку электронная плотность донора смещается к атомам координац. сферы, атомы-акцепторы, напротив, принимают часть электронной плотности от центр. атома, вследствие чего $\mathscr{E}_{св}$ его электронов уменьшается.

Р. с.— один из осн. методов определения состава поверхности, он широко используется при изучении адсорбции, катализа, коррозии и т. д. Применение РЭС для этих целей основано на прямой зависимости интенсивности I_A линий изучаемых атомов А от их концентрации C_A в поверхностном слое толщиной 2—3 нм, сопоставимой с длиной свободного пробега λ электрона в веществе без взаимодействия с др. электронами:

$$I_A=C_A\sigma_A\lambda,$$

где σ_A — сечение фотоионизации с соответствующего уровня энергии, определяющее вероятность ионизации этого уровня в атоме А. Для уровня энергии i атомов А и уровня k атомов В справедливо соотношение:

$$\frac{C_A}{C_B}=\frac{I_{A(i)}/\sigma_{A(i)}\lambda_i}{I_{B(k)}/\sigma_{B(k)}\lambda_k}.$$

Величины $\sigma_{A(i)}$, λ_i, $\sigma_{B(k)}$, λ_k можно рассчитать теоретически и на основе измеренных значений $I_{A(i)}$, $I_{B(k)}$ определить C_A/C_B. Надёжнее, однако, измерить отношение $I_{A(i)}/I_{B(k)}$ для нескольких известных значений C_A/C_B и экспериментально определить величину пост. множителя ($\sigma_{A(i)}\lambda_i/\sigma_{B(k)}\lambda_k$ = const), а затем определять отношение концентраций по измеренным значениям $I_{A(i)}/I_{B(k)}$). Этот приём наз. методом градуировочных кривых.

Методами РЭС можно установить распределение концентрации элемента по глубине образца, для чего применяют, напр., травление поверхности пучками ионов Ar^+, Kr^+. С их помощью в течение 1 мин с поверхности образца удаляется слой толщиной до неск.

десятков нм. Через определ. промежутки времени проводят рентгеноэлектронный анализ поверхности и получают зависимость интенсивностей определ. линий от времени травления (или от глубины, если известна скорость травления). Т. о. можно проводить послойный анализ на глубину до неск. мкм. Используя зависимость интенсивности линий фотоэлектронного спектра от угла α, определяют изменения состава образца по глубине до 10 нм без его разрушения.

Р. с.— единств. метод, позволяющий определить толщину d и качество монокристаллич. плёнок толщиной 0,5—3,0 нм. Метод основан на экспоненц. зависимости I от d и α:

$$I_{A(d)}=I_{A(0)}\exp(-d/\lambda\sin\alpha),$$

где $I_{A(d)}$ и $I_{A(0)}$ — интенсивности линий элемента А соответственно при наличии на подложке плёнки толщиной d и без неё; λ — длина свободного пробега фотоэлектронов в плёнке. Для расчёта d достаточно измерить $I_{A(d)}$ при двух разл. значениях угла α.

Вследствие дифракции фотоэлектронов адсорбиров. молекулы на атомах адсорбента-монокристалла интенсивность рентгеноэлектроиного спектра зависит от углов между потоком фотоэлектронов и разл. направлениями в монокристалле. Эта зависимость позволяет определить способ координации адсорбиров. молекулы.

Лит.: Немошкаленко В. В., Алешин В. Г., Электронная спектроскопия кристаллов, 2 изд., К., 1983; Миначев Х. М., Антошин Г. В., Шпиро Е. С., Фотоэлектронная спектроскопия и ее применение в катализе, М., 1981; Нефедов В. И., Черепин В. Т., Физические методы исследования поверхности твердых тел, М., 1983; Нефедов В. И., Рентгеноэлектронная спектроскопия химических соединений, М., 1984.

В. И. Нефедов.

РЕНТГЕНОЭМУЛЬСИОННАЯ КАМЕРА — *координатный детектор* частиц высоких энергий, позволяющий определить энергию частицы ($\mathscr{E}>1-2$ ТэВ) и параметры её траектории, используя образование в плотной среде электронно-фотонных каскадов. Последние развиваются в результате процессов тормозного излучения и образования электрон- позитронных пар (см. *Электронно-фотонные ливни*).

Электронно-фотонные каскады регистрируются по суммарному фотогр. действию пучка каскадных электронов на рентг. плёнку, помещённую на нек-рой глубине t в плотном поглотителе (обычно Pb или Fe). При достаточно большой энергии первичной частицы $\mathscr{E}_0$ и достаточной степени развития каскада число каскадных электронов N на глубине t бывает столь велико (рис. 1), что вызванное ими скрытое изображение после проявления даёт пятно потемнения,

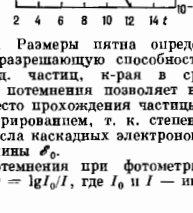


Рис. 1. Каскадные кривые: зависимость числа частиц N (сплошные линии, левая шкала) и интегрального потемнения D_R (штриховые линии, правая шкала) в круге радиуса $R=50$ мкм от глубины t в свинцовом поглотителе для разных значений энергии γ-кванта $\mathscr{E}_\gamma$.

видимое невооруж. глазом. Размеры пятна определяют и пространственную разрешающую способность Р. к. для регистрации отд. частиц, к-рая в ср. ~100 мкм. Видимое пятно потемнения позволяет не только легко обнаружить место прохождения частицы, но и определить $\mathscr{E}_0$ фотометрированием, т. к. степень его потемнения зависит от числа каскадных электронов, а следовательно и от величины $\mathscr{E}_0$.

Количественной мерой потемнения при фотометрировании служит величина $D=\lg I_0/I$, где I_0 и I — интенсивности светового пучка, проходящего через диафрагму фотометра без пятна потемнения и с ним. Существует неск. методов определения энергии $\mathscr{E}_0$ по фотометрич. измерениям. Наиб. широко используется интегральное потемнение $D_R(\mathscr{E}_0,t)$ на глубине t, измеренное с помощью круговой диафрагмы радиуса R (иногда применяются диафрагмы с прямоуг. щелью). Связь между D_R и $\mathscr{E}_0$ определяется свойствами эмульсии, к-рые характеризуются кривой почернения $D(n)$ — зависимостью потемнения малого элемента площади от плотности n электронов, прошедших через этот элемент, и пространственным распределением плотности электронов $n(\mathscr{E}_0,t,r,\varphi)$ в каскаде на глубине t (r — расстояние от оси каскада, φ — азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси каскада). Интегральное потемнение D_R при вертикальном падении равно:

$$D_R(\mathscr{E}_0,t)=-\lg\left\{\frac{1}{\pi R^2}\int_0^{2\pi}\int_0^R\exp\{-\ln 10\,D(n(\mathscr{E}_0,t,r,\varphi))\}\times\right.$$

$$\left.\times r\,dr\,d\varphi\right\}. \qquad (*)$$

Для определения $\mathscr{E}_0$ эксперим. значения D_R сопоставляются с вычисленными по ф-ле (*), в к-рой $n(\mathscr{E}_0,t,r,\varphi)$ рассчитывается теоретически, а кривая почернения аппроксимируется ф-цией $D(n)=D_{\text{макс}}\{1-\exp(-ns)\}$, где s — эфф. площадь зерна эмульсии, $D_{\text{макс}}$ — макс. потемнение, до к-рого может быть засвечена плёнка (при бесконечно большой экспозиции). Т. к. с ростом n при переходе к области насыщения погрешность определения n, а следовательно, и $\mathscr{E}_0$ резко возрастают, для расширения диапазона измеряемых эвергий иногда используют одновременно рентг. плёнки двух типов — большой (*1*) и малой (*2*) чувствительности (рис. 2).

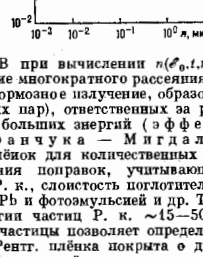


Рис. 2. Кривые почернения для рентгеновских плёнок РТ-6М (верхняя кривая) и РТ-СШ (нижняя).

В случае $\mathscr{E}_0\geqslant 10$ ТэВ при вычислении $n(\mathscr{E}_0,t,r,\varphi)$ следует учитывать влияние многократного рассеяния на сечения осн. процессов (тормозное излучение, образование электрон-позитронных пар), ответственных за развитие каскада в области больших энергий (эффект Ландау — Померанчука — Мигдала). Использование рентг. плёнок для количественных измерений требует введения поправок, учитывающих конструкцию реальных Р. к., слоистость поглотителей, воздушный зазор между Pb и фотоэмульсией и др. Точность определения энергии частиц Р. к. ~15—50%.

Р. к. помимо энергии частицы позволяет определить угол падения каскада. Рентг. плёнка покрыта с двух сторон слоями эмульсий, разделёнными расстоянием 200—250 мкм, поэтому угол падения можно определить по относит. смещению пятен в эмульсионных слоях. Возможно и использование двух разл. плёнок, разделённых нек-рым промежутком с точным фиксированием их взаимного расположения. Точность измерения зенитного угла ~3° и азимутального φ~15°.

Наряду с интегральным потемнением D_R для определения $\mathscr{E}_0$ используют сканирование области потемнения фотометрич. ячейкой малого размера с последующей обработкой сканограммы на ЭВМ.

Метод Р. к. позволяет создавать детекторы большой светосилы с высокими пространственным и угловым разрешениями, площадью в сотни и тысячи м² и временем непрерывного набора статистики ~1—2 года. Р. к. применяют в экспериментах с *космическими лучами*, где интенсивность первичных частиц мала и быстро спадает с энергией.

Р. к. можно разделить на 3 типа: Р. к. для регистрации γ-квантов, электронов и позитронов; Р. к. для регистрации *адронов*; Р. к. для *мюонов*. Р. к. 1-го типа (т. н. Г-блок) представляют собой свинцовые фильтры, под к-рыми помещаются один или неск. слоёв рентг. плёнки. Толщины фильтров подбираются так, чтобы слои плёнок находились вблизи максимума каскадных кривых для изучаемого диапазона энергий (рис. 1).

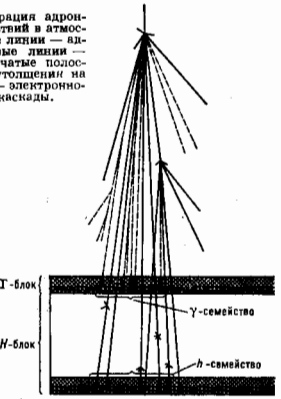


Рис. 3. Регистрация адронных взаимодействий в атмосфере; сплошные линии — адроны, штриховые линии — γ-кванты; клетчатые полоски — свинец; утолщения на концах линии — электронно-фотонные каскады.

В Р. к. для изучения адронов (*H*-блок) включён слой лёгкого вещества (обычно С), в к-ром не происходит заметного развития электронно-фотонного каскада, но адроны испытывают ядерные взаимодействия, а возникающие при этом γ-кванты (в осн. от распада $\pi^0 \to 2\gamma$) детектируются в расположенном ниже регистрирующем блоке, аналогичном Г-блоку. Для эфф. регистрации адронов толщина Р. к. должна составлять не менее 1—2 пробегов до взаимодействия, т. е. Р. к. должна быть достаточно глубокой. При исследовании адронных взаимодействий мишенью служит либо вещество самой Р. к., либо слой плотного вещества, либо слой атмосферы над Р. к. (выбор мишени определяется интервалом изучаемых энергий). В последнем случае обычно используется сочетание Г-блока и расположенного ниже *H*-блока (рис. 3). Продукты взаимодействия энергичной частицы с ядром атома воздуха представляют собой смесь заряж. адронов и γ-квантов (с примесью электронов), приходящих практически параллельным пучком и регистрируемых в Р. к. в виде группы пятен потемнения («семейств», рис. 4). Т. к. время экспозиции велико, то в случае необходимости временной селекции «семейств» или др. событий применяется Р. к., в к-рой на одной глубине используются 2 слоя плёнки, один из к-рых через определ. интервалы времени передвигается относительно другого с соответствующей «меткой времени».

Для регистрации мюонов больших энергий в Р. к. используются γ-кванты *тормозного излучения*, т. к. в тяжёлом веществе, где $Z^2/A \gg 1$, их испускание — осн. процесс передачи энергии мюоном γ-квантам. Тормозное излучение с большой точностью описывается квантовой электродинамикой, поэтому можно уверенно и однозначно переходить от энергетич. и угл. распределений фотонов к распределениям для мюонов. Сечение тормозного излучения мюона мало, поэтому детектор представляет собой глубокую (≥40—60 см) свинцовую Р. к. с мн. слоями (через 1—2 см) рентг. плёнки. Такие многослойные Р. к. только из свинца служат и для регистрации адронов, однако в этом случае (в отличие от *H*-блока со слоем С) объём используемой плёнки и обработки возрастает, хотя информация оказывается более детальной.

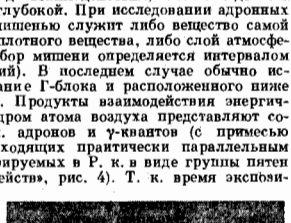


Рис. 4. «Семейство» частиц высокой энергии.

Лит.: Аминева Т. П. и др., Исследование мюонов сверхвысоких энергий. Метод рентгеноэмульсионных камер, М., 1975; Байбурина С. Г. и др., Исследование ядерных взаимодействий в области энергий 10^{14}—10^{17} эВ методом рентгеноэмульсионных камер в космических лучах (эксперимент «Памир»), «Труды ФИАН», 1984, т. 154, с. 3. *В. М. Максименко.*

РЕОЛОГИЯ (от греч. rhéos — течение и lógos — учение) — наука о деформациях и течении реальных сплошных сред (напр., *неньютоновских жидкостей* со структурной *вязкостью*, дисперсных систем, обладающих *пластичностью*). Р. рассматривает процессы, связанные с необратимыми остаточными деформациями вещества (*релаксацию* напряжений, *последействие упругое*, *ползучесть материалов* и т. п.). В основе Р. лежат осн. законы *гидромеханики* и теории упругости и пластичности (в т. ч. законы И. Ньютона о сопротивлении движению вязкой жидкости, *Навье — Стокса уравнения* движения несжимаемой вязкой жидкости, *Гука закон* сопротивления упругого тела и др.).

Р. может рассматриваться как часть *механики сплошных сред*. В Р. устанавливают зависимости между действующими на тело механич. напряжениями, вызываемыми ими деформациями и их изменениями во времени. При обычных в механике сплошных сред допущениях об однородности и сплошности материала в теоретич. Р. решают краевые задачи деформирования и течения твёрдых и жидких тел. Осн. внимание обращается на сложное реологич. поведение вещества (напр., когда одновременно проявляются свойства вязкие и упругие или вязкие и пластические). Общее реологич. ур-ние состояния вещества вряд ли может быть установлено из-за существ. различия свойств разнообразных материалов, но имеются ур-ния для многих частных случаев. При описании реологич. поведения материалов пользуются механич. моделями, для к-рых составляют дифференциальные или интегральные ур-ния, куда входят разл. комбинации упругих и вязких характеристик. Реологич. моделями пользуются также при изучении механич. свойств полимеров, *внутреннего трения* в твёрдых телах и др. свойств реальных тел.

Для одномерных задач служат след. реологич. (механич.) модели: упругий элемент (рис. 1,*а*) в виде пружины, к-рый отображает упругие свойства; жид-

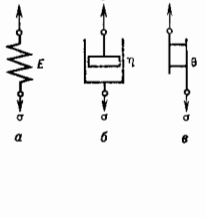


Рис. 1. Механические модели реологических сред: *а* — упругое тело Гука; *б* — вязкая жидкость Ньютона; *в* — жёсткопластическое тело Сен-Венана.

костный элемент (рис. 1, *б*; демпфер, гидравлич. амортизатор), характеризующий вязкие свойства материала. Действующая на упругий элемент сила моделирует напряжение и обозначается σ. Деформация пружины определяет деформацию рассматриваемого реального материала и обозначается ε. Жёсткость пружины моделирует модуль упругости E реального материала. Связь между упругой деформацией и напряжением определяется законом Гука: $\sigma = E\varepsilon$. Ньютоновская жидкость характеризуется соотношением $\tau = \eta\dot{\varepsilon}$ (см. *Ньютона закон трения*).

На рис. 1, *в* представлена модель жёсткопластич. тела Сен-Венана, изображаемая в виде узла сухого трения. Элементы этого узла (на рис.— вертикальные чёрточки) смещаются один относительно другого, передавая пост. силу θ, независимую от скорости. Если приложенное напряжение $\sigma < \theta$, смещения нет. Т. о., для тела Сен-Венана деформации ε и скорости деформаций $\dot{\varepsilon}$ равны нулю, пока напряжения σ меньше предела текучести θ ($\sigma < \theta$). При $\sigma = \theta$ начинается деформирование, ε и $\dot{\varepsilon}$ при этом становятся отличными от нуля. Т. о., элемент сухого трения (рис. 1, *в*) моделирует предел текучести.

Приведённые элементарные модели обычно рассматриваются в Р. как составные части более сложных механич. моделей, отображающих реологич. поведение материала. Для того чтобы построить такие модели, эти элементы соединяют параллельно или последовательно. Так, двухэлементная модель Фойгта (рис. 2) качественно описывает явление упругого последействия, при к-ром деформация развивается с запаздыванием по отношению к приложенному напряжению. Модель Максвелла (рис. 3) удобна для качественного описания процессов релаксации напряжений. Обе эти модели линейны в том смысле, что для них удовлетворяется принцип суперпозиции, но они не обладают достаточной общностью, чтобы определить влияние предыстории состояния на поведение тела, т. е. не описывают явление памяти.

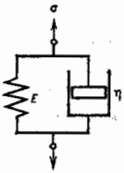


Рис. 2. Механическая модель Фойгта, состоящая из параллельно соединённых пружины E и поршня в цилиндре η, заполненном вязкой жидкостью.

Для более точного описания наследств. свойств линейных материалов применяют более сложные модели. Вязкоупругое тело — твёрдое тело, проявляющее запаздывающую упругость, можно описывать моделью Кельвина (рис. 4); при деформировании такого тела часть энергии необратимо рассеивается в виде теплоты. Вязкопластичное тело, к-рое не деформируется при напряжениях, меньших нек-рого критич. значения, а при больших — течёт как вязкая жидкость, описывается моделью Бингама (рис. 5), представляющей собой параллельное соединение элементов Ньютона и Сен-Венана. Течение вязкопластич. тела описывается ур-ниями $\varepsilon = 0$, $\dot{\varepsilon} = 0$, если $\sigma \leqslant \theta$, и $\dot{\varepsilon} = (\sigma - \theta)/\eta$, если $\sigma > \theta$.

Рис. 3. Модель Максвелла с последовательным соединением пружины и поршня в цилиндре.

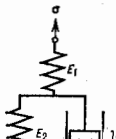


Рис. 4. Модель Кельвина: последовательное соединение элементов Гука и Фойгта.

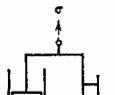


Рис. 5. Модель Бингама: параллельное соединение вязкостного элемента (поршень в цилиндре) и тела Сен-Венана.

С проблемами Р. приходится встречаться при разработке технологии разнообразных производств. процессов, при проектных работах и конструкторских расчётах, относящихся к разл. материалам (особенно при высоких темп-рах): полимерам, *композиционным материалам*, бетонам, силикатам, пищевым продуктам и др. Методы Р. стали применяться для целей оперативного управления технологич. процессами. При этом осуществляется непрерывное или периодич. измерение одного или неск. реологич. свойств сырья и (или) продукта по заданной программе, иногда с применением ЭВМ; с использованием обратной связи проводится корректирование в заданных пределах параметров сырья, процесса или дозирование поступающих ингредиентов.

Определяющие соотношения гидродинамики имеют ограниченное применение в Р., поскольку реальные среды обладают аномалией вязкости (напр., вязкость зависит от давления и темп-ры среды, скорости её течения). Проявляется также зависимость напряжённо-деформированного состояния среды в данный момент времени от всей предыстории напряжений (или деформаций). Предметом изучения Р. выступают такие явления, приводящие к аномалии вязкости, как тиксотропия — способность нек-рых дисперсных систем (напр., коагуляц. структур) обратимо разжижаться при достаточно интенсивных мех. воздействиях (перемешивании, встряхивании) и отвердевать (терять текучесть) при пребывании в покое; реопексия — ускорение нарастания прочности и структурирования дисперсных систем при приложении небольших напряжений и деформировании с небольшой скоростью; дилатансия (у концентрированных дисперсных систем типа паст) — возрастание эффективного коэф. вязкости $\eta_{эф} = \tau/\dot{\varepsilon}$ (где τ — касат. напряжение, $\dot{\varepsilon}$ — скорость деформации сдвига) с увеличением скорости деформирования, сопровождающееся нек-рым увеличением объёма, занимаемого системой (твёрдые частицы при деформировании образуют более рыхлый каркас, и имеющейся жидкой среды оказывается недостаточно, для того чтобы обеспечить системе подвижность).

Экспериментальная Р. (реометрия) определяет разл. реологич. свойства веществ с помощью спец. приборов и испытат. машин. Микрореология исследует деформации и течение в микрообъёмах, напр. в объёмах, сопоримерных с размерами частиц дисперсной фазы в дисперсных системах или с размерами атомов и молекул. Биореология изучает течение разнообразных биол. жидкостей (напр., крови, синовиальной и плевральной жидкостей), деформации разл. тканей (мышц, костей, кровеносных сосудов)

у человека и животных. Изучение взаимодействия реологич. течений с электрич. и магн. полями, к-рые могут воздействовать на потоки как активно, так и путём их влияния на реологич. характеристики вещества, составляет предмет электрореологии и магнитореологии.

Лит.: Реология, пер. с англ., М., 1962; Рейнер М., Реология, пер. с англ., М., 1965; Лодж А. С., Эластичные жидкости. Введение в реологию конечнодеформируемых полимеров, пер. с англ., М., 1969; Виноградов Г. В., Малкин А. Я., Реология полимеров, М., 1977; Шульман З. П., Кордонский В. И., Магнитореологический эффект, Минск, 1982; Готлиб Ю. Я., Даринский А. А., Светлов Ю. Е., Физическая кинетика макромолекул, Л., 1986. *Н. И. Малкин.*

РЕПЛИКА (от лат. replico — отражаю, повторяю), 1) в оптике — копия с *дифракционной решётки*, получаемая изготовлением отпечатка решётки на желатине или спец. пластмассе; 2) в *электронной микроскопии* — копия-отпечаток (в виде тонкой плёнки углерода, коллодия и др.) поверхности исследуемого объекта, к-рую рассматривают в *электронном микроскопе* вместо самого объекта.

РЕТРАНСЛЯЦИЯ (от лат. re — приставка, здесь означающая повторность, и translatio — передача) — передача радиосигналов на расстояния, превышающие расстояние прямой видимости, с помощью одного или неск. приёмно-передающих пунктов (ретрансляторов) в пределах зоны прямой видимости отд. пар корреспондирующих пунктов (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*; *Радиопередающие устройства*; *Радиоприёмные устройства*).

РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ (от лат. reflecto — отражаю и греч. metreō — измеряю) — совокупность методов исследования плоских границ раздела сред путём анализа зеркально отражённых от изучаемой границы пучков молекул, атомов, частиц или эл.-магн. излучения. Наиб. разработана нейтронная Р., поэтому в узком смысле Р.— совокупность методов изучения плоских границ раздела сред, в основе к-рых лежит зеркальное отражение пучка ниакоэнергетич. нейтронов ($\lesssim 10^{-5}$эВ), падающих под малыми углами скольжения ($\sim 10^{-3}$—10^{-2} рад) к плоскости границы. Р. разделяют по типу изучаемых объектов на Р. немагнитных и Р. магнитных сред. В первом случае используются пучки неполяризованных, во втором — поляризованных нейтронов (поляризац. Р.). Методами Р. изучают профиль ядериого нейтронно-оптич. потенциала (см. *Нейтронная оптика*) вдоль нормали к границе на глубинах до неск. тысяч ангстрем, а предметом излучения являются поверхности жидкостей, кристаллических или аморфных тел (массивные пластины, тонкие плёнки на подложках), а также внутр. границы в системах жидкость — жидкость, жидкость — твёрдое тело, плёнка — подложка. С помощью поляризац. Р. изучается поведение вектора локальной намагниченности по глубине, в частности особенности магн. свойств приповерхностной (толщиной $\gtrsim 10$Å) области ферромагнетиков или идеальных диамагнетиков — сверхпроводников. Объектами изучения в этом случае являются, как правило, массивные пластины или тонкие плёнки на подложках.

Р. получила развитие как один из методов исследований по физике конденсиров. сред на импульсных источниках нейтронов. На рис. 1 и 2 показаны принципиальные схемы рефлектометров по методу времени пролёта. Полихроматич. пучок тепловых нейтронов от импульсного источника, сформированный с помощью поглощающих диафрагм (коллиматоров) *1*, *2* (рис. 1), падает на поверхность или внутр. границу раздела образца *3* под углом скольжения $\theta \sim 10^{-3}$—10^{-2} рад [угол θ имеет разброс $\Delta\theta/\theta \sim (1-5)\cdot 10^{-2}$]. Зеркально отражённые нейтроны регистрируются детектором нейтронов *4* и одновременно анализируются по скорости (длине волны) с помощью электронного устройства (временно́го анализатора), по времени регистрации, т. е. по времени пролёта нейтроном расстояния от источника до детектора. В поляризац. рефлектометре (рис. 2) падающий пучок предварительно поляризован с помощью поляризатора нейтронов *1*, а образец *6* размещён в зазоре эл.-магн. системы *5* (напр., системы колец Гельмгольца), позволяющей создавать на образце магн. поле, изменять его направление и (или) величину. Эл.-магн. система обеспечивает две важные ф-ции: а) воздействует магн. полем на образец; б) задаёт определ. направление вектора поляризации $\boldsymbol{P}$ падающих нейтронов относительно поверхности образца. Последнее обеспечивается благодаря адиабатич. проведению спина нейтронов в магя. полях установки. Спец. эл.-магн. устройство — спин-флиппер *4* обеспечивает изменение знака поляризации в падающем пучке. Изменение угла θ производится с помощью механич. устройства поворота образца. Подвижный детектор позволяет измерять как отражённый, так и падающий пучки. Разность координат детектора, соответствующих положениям максимумов прямого и отражённых пучков, позволяет определить угол 2θ с высокой точностью. Совершенствование рефлектометров идёт по пути применения однокоординатных позиционно-чувствит. детекторов нейтронов высокого разрешения ($\Delta x \lesssim 1$ мм), а также применения многопучкового способа облучения образца, т. е. формирования не одного, а двух или более разнесённых по углу θ узких пучков с раздельной регистрацией каждого из них после отражения.

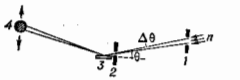


Рис. 1. Схема нейтронного рефлектометра: *1*, *2* — диафрагмы; *3* — образец, поверхность которого облучается узкополихроматическим пучком тепловых нейтронов n от источника; *4* — детектор, регистрирующий нейтроны, зеркально отражённые от поверхности образца, θ — угол скольжения. Типичное расстояние от диафрагмы *1* до детектора 6—10 м.

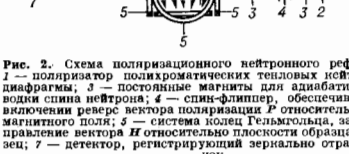
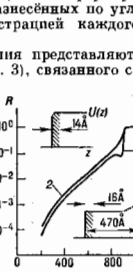


Рис. 2. Схема поляризационного нейтронного рефлектометра: *1* — поляризатор полихроматических тепловых нейтронов; *2* — диафрагмы; *3* — постоянные магниты для адиабатической проводки спина нейтрона; *4* — спин-флиппер, обеспечивающий при включении реверс вектора поляризации $\boldsymbol{P}$ относительно ведущего магнитного поля; *5* — система колец Гельмгольца, задающая направление вектора $\boldsymbol{H}$ относительно плоскости образца; *6* — образец; *7* — детектор, регистрирующий зеркально отражённый пучок.

В Р. результаты измерения представляются в виде коэф. отражения $R(k_z)$ (рис. 3), связанного с интенсивностями падающего $I_0(k_z)$ и зеркально отражённого $I(k_z)$ пучков соотношением

$$R(k_z)=I(k_z)/I_0(k_z).$$

Рис. 3. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения $R(\lambda_z)$ ($\lambda_z = 2\pi/k_z$) от поверхностей одного и того же образца стекла (пластина), получаемого разливом на жидком олове; *1*, *2* — коэффициенты отражения от поверхностей, граничащих с оловом и воздухом соответственно. На вставках: пространственная зависимость потенциалов $U(z)$, обеспечивающих подгонку кривых $R(\lambda_z)$. Заштрихованы области шероховатости.



Здесь k_z — нормальная к границе раздела компонента волнового вектора падающего нейтрона $\mathbf{k}$ ($k_z = k\sin\theta$). Теоретич. интерпретация ф-ции $R(k_z)$ основывается на решении стационарной квантовомеханич. задачи об отражении скалярной плоской нейтронной волны $\exp(ik_z z)$ от границы одномерного потенциала

$$U(z)=4\pi(\hbar^2/2m)N(z)b(z)$$

[$U(\infty) \sim 10^{-7}$ эВ — типичное значение; $N(z)$, $b(z)$ — локальные (средние по плоскости xy) плотности рассеивающих ядер и их нейтронных длин рассеяния]. Т. о., форма потенциала $U(z)$ определяется пространственными (вдоль z) особенностями плотности и состава среды на микроскопич. уровне.

Причины, приводящие к раамытию потенциала $U(z)$ в приграничных областях (~100 Å), в основном следующие: на поверхности — микрошероховатость, отличие поверхностной плотности от объёмной, примеси; на внутр. межслойных границах, кроме перечисленных,— взаимная диффузия.

Теоретич. значение $R(k_z)$ получают методами численного решения стационарного *Шрёдингера уравнения* с модельным потенциалом $U(z)$. Для модели полубесконечной среды (массивная пластина) в области $R(k_z) \ll 1$ [$k_z \gg k_b = (U(\infty)/(\hbar^2/2m)^{1/2}]$, где применимо *борновское приближение*, задача имеет аналитическое решение:

$$R(k_z)=R_0(k_z)\left|\int\frac{1}{U(\infty)}\frac{dU(z)}{dz}\exp(ik_z z)dz\right|^2,$$

где $R_0(k_z)$ — коэф. отражения от потенциала с абсолютно резкой границей:

$$R_0(k_z)=\left|k_z-k_z'\right|^2 \Big/ \left|k_z+k_z'\right|^2,$$

а $k_z' = k_z[1 - U(\infty)\cdot 2m/(\hbar^2 k_z^2)]^{1/2}$ — компонента волнового вектора нейтрона в среде; m — масса нейтрона.

Если распределение градиента потенциала является гауссовым (см. *Гаусса распределение*):

$$\frac{1}{U(\infty)}\frac{dU(z)}{dz}=(1/2\pi\sigma)\exp(-z^2/2\sigma^2) \qquad (*)$$

(случай шероховатой границы), то при всех $k_z \geqslant /k_b$ коэф. $R(k_z)$ с хорошим приближением описывается ф-лой

$$R(k_z)=R_0(k_z)\exp\left(-4k_z k_z'\sigma^2\right).$$

Нижние значения параметра шероховатости σ, извлекаемые из эксперим. значений $R(k_z)$, лежат в области неск. ангстрем. При отражении нейтронов от тонких (~1000 ÷ 3000 Å) плёнок, имеющих потенциал, отличный от потенциала подложки, зависимость R от k_z приобретает осциллирующий характер (рис. 4)

Рис. 4. Экспериментально полученная зависимость коэффициента отражения $R(\lambda_n)$ от поверхности тонкой золотой плёнки, полученной термическим напылением на поверхность стекла. На вставке: форма потенциала $U(z)$, обеспечивающего подгонку кривой $R(\lambda_n)$.

вследствие интерференции волн, отражённых от поверхности и от границы с подложкой. В результате средняя по площади толщина плёнки в неск. тысяч Å определяется с точностью в неск. Å.

Ферромагн. среды обладают способностью поляризовать тепловые нейтроны, зеркально отражённые от их поверхности. Это объясняется тем, что потенциал $U_м = -4\pi\mu_n M$ взаимодействия магн. момента нейтрона μ_n с вектором локальной намагниченности образца M имеет, как правило, значения, сравнимые с нейтронно-оптическим ядерным потенциалом U. Количественной мерой процесса поляризации пучка при зеркальном отражении служит вектор поляризующей способности среды $Q(k_z)$, к-рый задаёт величину и направление поляризации, возникающей в отражённом пучке. Между вектором $Q(k_z)$ и вектором $M_z(z)$ [проекция вектора $M(z)$ на плоскость xy] имеется взаимно однозначное соответствие, на основе к-рого из $Q(k_z)$ устанавливают распределение $M_z(z)$. Это позволяет применять поляризац. Р. в качестве метода изучения структуры намагниченности тонких ферромагн. плёнок с неколлинеарным по глубине осн. состоянием либо возникающим из коллинеарного под действием внешн. магн. поля. Эта возможность — уникальное свойство нейтронной поляризац. Р., поскольку др. методы исследования (электронная микроскопия и методы на основе *Керра эффекта*) не позволяют для таких структур получать полной информации.

В поляризац. Р. последовательно измеряют интенсивности отражённых пучков: положительно поляризованного $I_+(k_z)$ (спин-флиппер выключен) и отрицательно поляризованного $I_-(k_z)$ (спин-флиппер включён). Знак поляризации пучка задаётся относительно вектора H ведущего магн. поля установки. Направление H в месте расположения образца определяет пространственное направление вектора P поляризации падающего пучка. Величины $I_+(k_z)$ и $I_-(k_z)$ связаны со скалярным произведением векторов P и $Q(k_z)$ соотношением

$$P\cdot Q(k_z)=\frac{I_+(k_z)-I_-(k_z)}{I_+(k_z)+I_-(k_z)}.$$

Т. о., для определения Q_{xyz} компонент вектора $Q(k_z)$ конкретного образца достаточно измерить $I_\pm(k_z)$ для направлений P вдоль x, y, z осей соответственно.

Поляризац. Р. используют как прямой метод изучения распределения по глубине диамагн. момента сверхпроводящего образца и приповерхностной области с целью определения лондоновской *глубины проникновения* магн. поля в сверхпроводник, находящийся в мейснеровской фазе. Формализм описания процесса отражения, служащий для ферромагнетиков, легко переносится на сверхпроводники — идеальные диамагнетики. Для изучения обычных диамагнетиков Р. не применяется.

Лит.: 1) Felcher G. P. и др., Polarized neutron reflectometer. A new instrument to measure magnetic depth profiles, «Rev. Sci. Instrum.», 1987, v. 58, № 4, p. 609; 2) Felcher G. P. и др., Investigation of magnetism at surfaces by polarized neutron reflection (invited), «J. Appl. Phys.», 1985, v. 57, № 8, p. 3789; 3) Penfold J., Thomas R. K., The application of the specular reflection of neutrons to the study of surface and interfaces, «J. Phys. Condens. Matter», 1990, v. 2, p. 1369; 4) Корнеев Д. А., Изучение неоднородно намагниченных магнитных пленок с помощью поляризованных нейтронов, «Поверхность. Физика, химия, механика», 1989, № 2, с. 13; 5) Корнеев Д. А., Черненко Л. П., Нейтронная дифракционная оптика ограниченных сред со сложной магнитной структурой, препринт ОИЯИ Р 4—89—709; 6) Ганонов С. В. и др., Определение глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводящую тонную монокристаллическую пленку $YBa_2Cu_3O_7$ методом отражения поляризованных нейтронов, «Письма в ЖЭТФ», 1989, т. 49, в. 5, с. 277.

Д. А. Корнеев.

РЕФЛЕКТОР — телескоп, у к-рого объективом является одно вогнутое зеркало (параболическое, гиперболическое или эллиптическое) или система зеркал, включая и плоское. Существует неск. оптич. схем Р., к-рые можно взаимно заменять и работать с разными зеркалами.

Р. свободны от хроматич. и сферич. аберраций (см. *Аберрации оптических систем*), что является одним из преимуществ перед рефракторами: повышается светосила и, как следствие, уменьшается длина трубы. В Р.

с большим *относительным отверстием* кома исправляется двухлинзовым, почти афокальным корректором, установленным в сходящемся пучке лучей перед гл. фокусом. Д. Д. Максутовым выполнен мениковый телескоп, в к-ром используется *менисковая система*, состоящая из сферич. зеркала (более простого в изготовлении, чем параболическое) и линзы.

К зеркальным поверхностям Р. предъявляются более высокие требования, чем к линзовым; допускается погрешность одиночного зеркала $\approx \lambda/8$. Зеркала Р. изготовляют из пирекса, кварца, ситала, нержавеющей стали и др. металлов. Поперечник кружка рассеяния для Р. не должен превышать долей угл. секунды. См. также *Оптический телескоп*.

Лит.: Максутов Д. Д., Астрономическая оптика, 2 изд., Л., 1979.

РЕФРАКТО́МЕТР (от лат. refractus — преломлённый и греч. metréō — измеряю) — прибор для измерения показателей преломления n веществ (жидких, твёрдых, газообразных). Существует неск. видов Р., принцип действия к-рых основан на следующих методах: методе прямого измерения углов преломления света при прохождении им границы раздела двух сред; методе, основанном на явлении *полного внутреннего отражения* (ПВО) света; интерференц. методе (см. *Интерференция света*).

Рис. 1. Схема измерения n по углу преломления.

Для измерения n по углу преломления образцу из исследуемого материала придают форму призмы с преломляющим углом α и, добиваясь поворотом призмы мин. угла отклонения луча δ (рис. 1, *а*), что имеет место при равенстве углов входа луча в призму i_1 и выхода из неё i_2, вычисляют n по ф-ле

$$n=\sin[(\alpha+\delta)/2]/\sin(\alpha/2).$$

Для определения этим методом n жидкости её заливают в тонкостенную призматич. кювету или в призматич. выемку в материале с известным показателем преломления N (рис. 1, *б*). При $\alpha = 90°$ и $\gamma_1 = \gamma_2 = 45°$ величина n жидкости связана с измеряемым углом выхода β соотношением

$$n=\sqrt{N^2+\sin\beta\sqrt{N^2-\sin^2\beta}}\ .$$

Точность определения n этим методом $\sim 10^{-5}$, минимально измеряемые разности n двух веществ $\sim 10^{-7}$.

При использовании для измерения n явления ПВО образец измеряемого материала приводится в *оптический контакт* с эталонной призмой из материала с высоким и заранее точно известным показателем преломления N (рис. 2). Свет может ввправляться как со стороны образца, так и со стороны призмы. В обоих случаях в определённом и очень узком интервале углов падения пучка лучей на границу раздела образца и призмы в поле зрения наблюдательной зрительной трубы появится граница, разделяющая тёмный и светлый участки поля и соответствующая предельному, или критическому, углу падения луча: 1 — 1′, 2 — 2′ — ход лучей при освещении со стороны исследуемого образца; 1 — 1′ — предельный луч, соответствующий углу $\varphi_{i\,\text{ПВО}}$ в материале призмы; 3 — 3′, 4 — 4′, 5 — 5′ — ход лучей при освещении со стороны призмы; 4 — 4′ — предельный луч, при падении к-рого под углом $\varphi_{i\text{ПВО}}$ на границу раздела призмы и образца происходит ПВО; *А* и *В* — схематич. изображения поля зрения наблюдат. трубы; n связан с измеряемым углом β между направлением предельного угла и нормалью к грани призмы ф-лой

$$n=\sin\alpha\sqrt{N^2-\sin^2\beta}\pm\cos\alpha\sin\beta,$$

где α — преломляющий угол призмы. Точность метода, использующего ПВО, $\sim 10^{-5}$. Примером Р., основанного на ПВО, является *Аббе рефрактометр*.

Рис. 2. Схема измерения n с использованием явления полного внутреннего отражения.

В интерференц. методах разность Δn сравниваемых сред определяют по числу порядков интерференции лучей, прошедших через эти среды. На рис. 3 дана схема, поясняющая принцип действия интерференц. Р.

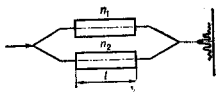


Рис. 3. Принцип действия интерференционного рефрактометра.

Две части светового луча, проходя через кюветы длиной l, заполненные веществами с различными n, приобретают разность хода и, сведённые вместе, дают интерференц. картину (схематически показана справа). Разность $\Delta n = n_2 - n_1 = k\lambda/2$, где λ — длина волны света, k — число интерференц. порядков. Точность этих методов достигает 10^{-7}—10^{-8}. Их применяют, напр., при измерениях n газов и разбавленных растворов. Примерами Р., основанных на интерференц. методе, являются *интерферометр Жамена*, *интерферометр Рэлея*.

Р. широко применяют в физ. химии для определения состава и структуры вещества, а также для контроля качества и состава разл. продуктов в хим., фармацевтич., пищевой и др. отраслях промышленности. Знание градиентов n позволяет производить расчёт градиентов плотности и концентрации. Р. используют при проверке однородности твёрдых образцов и жидкостей в аэро- и гидродинамич. исследованиях. Особое значение имеют Р. в оптич. промышленности, т. к. n и дисперсия стекла и др. оптич. материалов являются их важнейшими характеристиками.

Лит.: Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 2 изд., Л., 1974; Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961.

М. В. Лейкин.

РЕФРАКТОМЕ́ТРИЯ — раздел оптич. техники, посвящённый методам и средствам измерения показателя преломления n твёрдых, жидких и газообразных сред в разл. участках спектра оптич. излучения. Приборы для определения n наз. рефрактометрами. О методах Р. см. в ст. *Рефрактометр*.

РЕФРА́КЦИЯ ВО́ЛН — см. *Преломление волн*.

РЕФРА́КЦИЯ ЗВУ́КА (от позднелат. refractio — преломление) — изменение направления распространения звука в неоднородной среде (атмосфера, океан, толща земли), скорость звука в к-рой является ф-цией координат. Ход лучей в данном случае определяется ур-ниями *геометрической акустики*. Звуковые лучи поворачивают всегда к слою с меньшей скоростью звука. Р. з. выражена тем сильнее, чем больше относит. градиент скорости звука.

Р. з. в атмосфере обусловлена пространственными изменениями темп-ры воздуха, скорости и направления

ветра. С высотой темп-ра воздуха обычно понижается (до высоты 10—15 км), поэтому скорость звука в верхних слоях воздушной среды меньше, чем в нижних, и лучи от источника звука, находящегося вблизи земной поверхности, загибаются кверху. Звук, начиная с нек-рого расстояния, перестаёт быть слышен у земной поверхности (зона молчания, или звуковой тени, рис. 1, *а*). Если темп-ра воздуха с высотой увеличивается (т. н. температурная инверсия, часто возникающая ночью), то лучи поворачивают книзу и звук распространяется на большие расстояния (рис. 1, *б*). Дальность слышимости при этом может значительно увеличиться за счёт многократных отражений, если звук распространяется над хорошо отражающим участком земной поверхности, напр. над водой (рис. 1, *в*).

Рис. 1. Ход звуковых лучей: *а* — при убывании, *б* — при возрастании температуры с высотой; *в* — ход луча над хорошо отражающей поверхностью при температурной инверсии.

Приземный слой, в к-ром концентрируется звуковая энергия, является природным *волноводом акустическим*. Повышение темп-ры с высотой в слоях, лежащих выше 20 км, при нормальном её ходе в нижних слоях может привести к образованию зоны аномальной слышимости, расположенной на большем расстоянии от источника звука, чем зона молчания. Может быть неск. следующих друг за другом зон молчания и зон аномальной слышимости.

В приземном слое атмосферы скорость ветра с высотой увеличивается. Поэтому при распространении звука против ветра лучи загибаются кверху, а при распространении по ветру — к земной поверхности, что значительно улучшает слышимость во втором случае (рис. 2). Распределение ветра оказывает также существ.

Рис. 2. Влияние ветра на ход звуковых лучей.

влияние на формирование зон молчания и зон аномальной слышимости.

Р. з. в океане обусловлена пространственными изменениями темп-ры, солёности и гидростатич. давления. Относит. градиенты скорости звука по глубине (максимальные) прибл. в 1000 раз больше, чем в горизонтальном направлении, поэтому горизонтальная Р. з. выражена значительно слабее, чем вертикальная, и может заметно проявиться лишь при распространении звука на очень большие расстояния или в областях схождения тёплого и холодного течений, а также в окрестностях айсбергов и зонах внутр. волн и синоптич. вихрей. Вертикальная Р. з. в океане обусловливает ряд явлений: волноводное распространение и фокусировку звука, образование зон геом. тени и вторичный выход к поверхности океана звуковых лучей, вышедших из излучателя книзу и распространяющихся первоначально в глубинных слоях (см. *Гидроакустика*). Последнее явление аналогично образованию зон аномальной слышимости в атмосфере.

Лит.: Эккарт К., Гидродинамика океана и атмосферы, пер. с англ., М., 1963; Акустика океана, под ред. Л. М. Брехо вских, М., 1974; Госсард Э., Хук У., Волны в атмосфере, пер. с англ., М., 1978; Брехо вских Л. М., Лысанов Ю. П., Теоретические основы акустики океана, Л., 1982.

Ю. П. Лысанов.

РЕФРА́КЦИЯ КОНИ́ЧЕСКАЯ — см. *Коническая рефракция*.

РЕФРА́КЦИЯ МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ — см. *Молекулярная рефракция*.

РЕФРА́КЦИЯ РАДИОВО́ЛН (преломление радиоволн) — изменение направления распространения *радиоволн* в неоднородной среде, показатель преломления к-рой зависит от координат и времени. На плоской границе раздела двух однородных сред с показателями преломления n_1 и n_2 плоская волна преломляется по *Снеллиуса закону* преломления $n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$, где θ_1 — угол падения, θ_2 — угол преломления волны. Амплитуда преломлённой волны зависит от её поляризации и определяется *Френеля формулами* (см. *Отражение радиоволн*).

Наиб. практич. интерес представляют законы Р. р. в неоднородных атмосферах планет и их спутников. Показатели преломления атмосфер непрерывно меняются в пространстве, и траектории радиоволн в них определяются ур-ниями *геометрической оптики*. Существует неск. типов и видов Р. р., к-рые характеризуются местоположением излучателя и приёмника и свойствами среды распространения. При расположении приёмника на поверхности планеты, а излучателя — в атмосфере планеты или за её пределами возможны 3 типа Р. р.: и с т и н н а я, ф о т о г р а м м е т р и ч е с к а я и п о л н а я р е ф р а к ц и я (соответствующие углы преломления δ, ψ и α, к-рые лежат в вертикальной плоскости, проходящей через излучатель, приёмник и центр планеты). Истинная и фотограмметрич. рефракция определяются соответственно углами, лежащими между прямой «передатчик — приёмник» и касательными к траектории луча в точках излучения и приёма. Полная рефракция характеризуется углом между касательными к траектории луча в точках расположения излучателя и приёмника. Углы α, δ, и ψ связаны между собой простым соотношением $\alpha = \delta + \psi$.

Каждый тип Р. р. делится на неск. видов: оптич. рефракция, радиорефракция, тропосферная, ионосферная, регулярная, случайная, к-рые определяются диапазоном эл.-маги. волн, характером электрич. свойств среды распространения и её пространственными и временными изменениями. Характер Р. р. в сферически-слоистых атмосферах планет определяется величиной отношения радиуса кривизны траектории луча ρ к радиусу планеты $a_п$: $R_п = \rho/a_п = -a_п^{-1}\,(dn/dh)^{-1}$, где dn/dh — высотный градиент показателя преломления атмосферы. Если n уменьшается с высотой ($dn/dh > 0$), то $R_п < 0$. Такая Р. р. наз. п о л о ж и т е л ь н о й, и в этом случае траектории волн обращены вогнутостью к планете. Если n растёт с высотой, то $dn/dh > 0$, а $R_п < 0$. Такая Р. р. наз. о т р и ц а т е л ь н о й, и в этом случае траектории волн обращены к планете своей выпуклостью. Границей между положительной и отрицательной рефракциями служит прямая линия $R_п = \pm\infty$, к-рая характеризует отсутствие рефракции в однородной атмосфере ($dn/dh = 0$). Положительная Р. р. делится на разл. виды в зависимости от конкретного значения dn/dh и $R_п$. Так, траектории, для к-рых $R_п = +4$ ($dn/dh = -4 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$), характеризуют н о р м а л ь н у ю рефракцию, а траектории с $R_п = +1$ ($dn/dh = -15{,}7 \cdot 10^{-8}$ м$^{-1}$) — к р и т и ч е с к у ю. Траектории, соответствующие $R_п > 4$, определяют п о в и ж е н н у ю Р. р., а траектории с $1 < R_п < 4$ — п о в ы ш е н н у ю. Наконец, тра-

ектории, для к-рых $R_п \ll 1$, характеризуют с в е р х р е ф р а к ц и ю.

Приведённая классификация типов и видов Р. р. соответствует нек-рым ср. условиям изменения показателя преломления с высотой. В реальной атмосфере планеты n меняется с высотой по более сложному закону и, кроме того, зависит от горизонтальных координат. В этом случае искривление траектории волны будет происходить как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости и будет определяться вертикальными и горизонтальными углами Р. р. Эффекты Р. р. в атмосферах планет подробно изучены, и результаты теоретич. и эксперим. исследований широко используются в практич. приложениях, в частности при определении координат естеств. и искусств. излучателей.

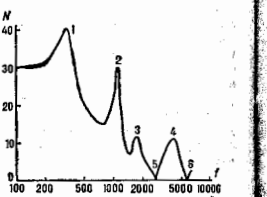
Лит.: К о л о с о в М. А., А р м а н д Н. А., Я к о в л е в О. И., Распространение радиоволн при космической связи, М., 1969; К о л о с о в М. А., Ш а б е л ь н и к о в А. В., Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса, М., 1976. *А. В. Шабельников.*

РЕФРА́КЦИЯ СВЕ́ТА — изменение направления световых лучей в среде с изменяющимся в пространстве показателем преломления n. Обычно термином «Р. с.» пользуются при описании распространения оптич. излучения в неоднородных средах с плавно меняющимся n от точки к точке (траектории лучей света в таких средах — плавно искривляющиеся линии). Резкое изменение направления лучей на границе раздела двух однородных сред с разными n обычно наз. *преломлением света*. В атм. оптике, очковой оптике традиционно используют именно термин «рефракция». Т. к. атмосфера является неоднородной средой, то вследствие Р. с. происходит смещение видимого положения небесных светил относительно истинного, что необходимо учитывать в астрономин. Р. с. в атмосфере должна учитываться и при геодезич. измерениях. Р. с. является причиной миражей. Явление Р. с. позволяет визуализировать оптич. неоднородности в твёрдых, жидких и газовых средах (см., напр., *Тиндаля эффект*).

РЕЧЬ в а к у с т и к е — последовательность звуков речи, произносимых, как правило, слитно, с паузами только после отд. слов или групп звуков. Слитность произношения звуков Р. вследствие непрерывности движений артикуляц. органов Р. вызывает взаимное влияние смежных звуков друг на друга. Артикуляц. органы имеют неодинаковые размеры у разных людей, и для каждого человека характерна своя манера произнесении звуков Р., поэтому звуки Р. каждого человека имеют индивидуальный характер. Но при всём многообразии звуков они являются физ. реализациями (произнесением) небольшого числа ф о н е м (наименьшая звуковая единица данного языка, существующая в Р. в целом ряде конкретных звуков). В русской Р. их насчитывается 41: 6 гласных («а», «о», «у», «и», «ы», «э»), 3 твёрдые согласные («ш», «ж», «ц»), 2 мягкие («ч», «й») и 15 в твёрдом и мягком видах; звуки Р. «я», «ю», «е», «ё» относятся к составным («йа», «йу», «йэ», «йо»).

Звуки Р. неодинаково информативны. Точность передачи Р. (напр., в системах связи) оценивают с помощью артикуляц. метода: передают набор элементов Р. (напр., слов или слогов), отражающий состав звуков Р. данного языка, и определяют относит. кол-во принятых элементов. Разборчивость Р. при этом в значит. мере определяется разборчивостью глухих согласных.

Импульсы потока воздуха, создаваемые голосовыми связками при произнесении звонких звуков Р., с достаточной точностью могут считаться периодическими. Соответствующий период колебаний наз. периодом осн. тона голоса, а обратная величина — частотой осн. тона (она лежит обычно в пределах от 70 до 450 Гц). При произнесении звуков Р. частота осн. тона изменяется. Это изменение наз. интонацией. У каждого человека свой диапазон изменения осн. тона (обычно немного более октавы) и своя интонация. Последняя имеет большое значение для узнаваемости голоса. Импульсы осн. тона имеют пилообразную форму, я поэтому при их периодич. повторении получается дискретный спектр с большим числом обертонов, или гармоник. При произнесении взрывных и щелевых звуков Р. поток воздуха проталкивается через узкие участки (щели) речевого тракта, поэтому образуются завихрения, создающие шумы с широкополосным сплошным спектром. Т. о., при произнесении Р. через речевой тракт проходит сигнал с тональным, или шумовым, или с тем и др. спектром.



Речевой тракт представляет собой сложный акустич. фильтр с рядом резонансных полостей, создаваемых артикуляц. органами Р., поэтому выходной сигнал, т. е. произносимая Р., имеет спектр с огибающей сложной волнообразной формы (рис.). Максимумы концентрации энергии в спектре звука Р. наз. ф о р м а н т а м и, а резкие провалы — а н т и ф о р м а н т а м и. В речевом тракте для каждого звука Р. есть свои резонансы и антирезонансы, поэтому спектральные огибающие этого звука имеют индивидуальную форму. Для большинства гласных звуков Р. характерно своё расположение формант и соотношение их уровней; для согласных важен также вид изменения формант во времени (формантные переходы).

Звонкие звуки Р., особенно гласные, имеют высокий уровень интенсивности, глухие — самый низкий. Поэтому при произнесении Р. громкость её непрерывно изменяется, особенно резко при произнесении взрывных звуков. Диапазон уровней Р. находится в пределах 35—45 дБ. Гласные звуки Р. имеют длительность в среднем ок. 0,15 с, согласные — ок. 0,08 с, звук «п» — ок. 0,03 с.

Образование звуков Р. происходит в результате подачи команд в виде электрич. биосигналов мышцам артикуляц. органов Р. от речевого центра мозга. Этих сигналов не более 10, они изменяются медленно (в темпе смены звуков Р., т. е. от 5 до 20 звуков в секунду), и общий поток их составляет до 100 информац. единиц (бит/с), тогда как весь речевой сигнал имеет поток в 1000 раз больше. Объясняется это тем, что речевой сигнал представляет собой своего рода модулиров. широкополосную несущую (см. *Модуляция колебаний*). Вся *информация* заключается в спектральной модуляции (в изменении формы огибающих спектра и уровня Р.), а в самом несущем колебании информация о смысле Р. содержится только в интонацин.

Осн. назначение Р.— передача информации от человека к человеку как при их непосредств. общении, так и с помощью средств связи. Т. к. для передачи натуральной Р. требуется пропускная способность канала связи ок. 50 000—70 000 бит/с, то с целью её экономии и соответственно увеличения кол-ва возможных переговоров стремятся сжимать поток речевого сигнала на передающем конце канала с последующим его расширением на приёмном конце. Напр., ослабляя уровень громких звуков Р., уменьшают разность уровней между громкими и слабыми звуками (сжимают динамич. диапазон). Так же можно сжимать частотный диапазон речевого сигнала. Наконец, можно исключить из Р. участки сигнала, не несущие информации (ср. участки длит. звуков), т. е. компрессировать Р. во времени. На приёмном конце соответственно восстанавливают диапазоны и заполняют исключённые участки звуков. Если отделить модулирующий сигнал от несущей, то потребуется ещё меньшая пропускная способность канала связи для передачи Р. По-

добную задачу в системах связи решают т. н. в о к о д е р ы.

В совр. исследованиях по общению человека с машиной решаются две проблемы: автоматич. управление машинами и процессами с помощью Р. (устный ввод в ЭВМ, автоматич. пишущая машинка и т. п.) и синтез Р. по разл. кодовым сигналам (устный вывод из ЭВМ, говорящие машины для чтения текста слепым и т. п.).

Исследования механизмов слухового и фонетич. анализа Р. относятся к акустике, психоакустике и фонетике.

Лит.: С а п о ж к о в М. А., Речевой сигнал в кибернетике и связи, М., 1963; Ф а н т Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964; Ф л а н а г а н Д. Л., Анализ, синтез и восприятие речи, пер. с англ., М., 1968; Физиология речи. Восприятие речи человеком, Л., 1976. *М. А. Сапожков.*

РЕШЁТКА ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА — двумерная решётка квантованных вихрей в *сверхпроводниках второго рода* (СВР). Теоретически предложена А. А. Абрикосовым (1957) для объяснения магн. свойств СВР. Вихри, образующие Р. в. А., характеризуются остовом с радиусом порядка длины когерентности ξ. В центре остова (на оси вихря) плотность сверхпроводящих электронов равна нулю. Вокруг остова на расстояниях порядка глубины проникновения магн. поля λ циркулирует сверхпроводящий ток, распределённый так, что создаваемый им магн. поток равен кванту магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*). Схематич. поведение магн. поля и плотности сверхпроводящих электронов изолиров. вихря изображено на рис. 1. В интервале полей $H_{c1} < H < H_{c2}$ (см. *Критическое магнитное поле*) такие вихри в результате взаимодействия

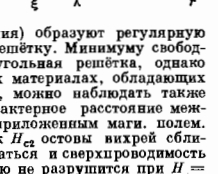


Рис. 1. Распределение плотности сверхпроводящих электронов n_s и магнитного поля изолированного вихря в зависимости от расстояния до оси вихря r.

друг с другом (отталкивания) образуют регулярную (в однородном материале) решётку. Минимуму свободной энергии отвечает треугольная решётка, однако в нек-рых сверхпроводящих материалах, обладающих тетрагональной симметрией, можно наблюдать также квадратную решётку. Характерное расстояние между вихрями определяется приложенным маги. полем. По мере приближения H к H_{c2} остовы вихрей сближаются, начинают перекрываться и сверхпроводимость подавляется, пока полностью не разрушится при $H = H_{c2}$. Р. в. А. обладает жёсткостью, значения модулей упругости Р. в. А. выражаются через параметры кривой намагничивания сверхпроводника. Причиной электрич. сопротивления СВР является движение Р. в. А. Регулярность Р. в. А. может нарушаться за счёт дефектов структуры материала, приводящих к пиннингу вихревых нитей (см. *Критический ток*),

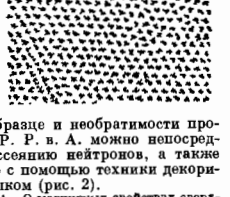


Рис. 2. Воспроизведение структуры решётки Абрикосова в сплаве Pb — 6,3 ат. % In, $H \approx 80$ Э.

захвату магн. потока в образце и необратимости процесса намагничивания СВР. Р. в. А. можно непосредственно наблюдать по рассеянию нейтронов, а также в электронном микроскопе с помощью техники декорирования ферромагн. порошком (рис. 2).

Лит.: А б р и к о с о в А. А., О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 1442; С а н Жам Д., С а р м а Г., Т о м а с Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970. *Н. Б. Копнин.*

РЕШЁТКИ МЁТОД в к в а н т о в о й т е о р и и п о л я (КТП) — метод проведения численных вычислений и анализа качественных свойств разл. моделей в осн. в теориях *калибровочных полей*, включая *квантовую хромодинамику* (КХД), основанный на аппроксимации непрерывного пространства-времени дискретной совокупностью точек — решёткой. Наиб. часто используется кубич. решётка, точки к-рой (наз. узлами) расположены в вершинах кубов, заполняющих пространство. Кратчайший промежуток между двумя соседними узлами наз. ребром, а длина ребра — шагом решётки.

Простейшим примером КТП на решётке является теория скалярного поля, для к-рого рассматриваются лишь его значения в узлах решётки, а входящие в ур-ния движения производные аппроксимируются конечными разностями. Значения полей в узлах решётки являются динамич. переменными задачи. Поскольку во всех практич. приложениях рассматриваются решётки конечного размера, то КТП на решётке превращается в теорию с конечным числом степеней свободы, определяющимся числом узлов. Для удовлетворит. описания непрерывных конфигураций поля необходимо, чтобы шаг решётки был гораздо меньше характерного масштаба изменения полей (в случае гладких конфигураций этого всегда можно добиться, достаточно уменьшив шаг решётки). При решёточной формулировке спинорного поля его значения также приписываются узлам решётки, в то время как значения *векторного поля* приписываются рёбрам.

Для вычисления средних по квантовым флуктуациям полей используется либо гамильтонов метод, когда время остаётся непрерывным, либо евклидова формулировка (см. *Евклидова квантовая теория поля*), для к-рой решётка евводится и по четвёртой оси. Гамильтонов метод даёт возможность описывать пространственно-временную динамику разл. процессов, а евклидова формулировка очень удобна для расчётов стационарных (не зависящих от времени) величин, таких, как массы частиц или потенциалы их взаимодействия, и позволяет воспользоваться для нахождения средних представлением функционального интеграла в КТП (см. *Функционального интеграла метод*).

Возникающие в Р. м. функциональные интегралы можно вычислить аналитически в т. н. области сильной связи, когда шаг решётки гораздо больше, чем характерный масштаб квантовых флуктуаций полей (равный 10^{-13} см для КХД), а не меньше его, как нужно для непрерывного предела. Переход к непрерывному пределу осуществляется путём уменьшения шага решётки. При этом типичные флуктуации становятся распределёнными сразу по многим узлам (для калибровочных полей — по многим рёбрам) и возникает задача вычисления интегралов большой кратности, к-рая решается с помощью численного *Монте-Карло метода*.

Поскольку метод Монте-Карло применим лишь к интегралам конечной кратности, рассматривается решётка с конечным числом узлов по каждой из четырёх осей и накладываются, как правило, периодич. граничные условия (т. е. противолежащие узлы отождествляются). Как свидетельствуют результаты численных расчётов, в КХД непрерывный предел для глюонных полей наступает довольно рано, когда шаг решётки составляет ок. 10^{-14} см. Это даёт возможность получать относящиеся к непрерывному пределу результаты уже на решётке протяжённостью 8—10 узлов по каждой оси. Наиб. решётка, к-рая использовалась при численных вычислениях, составляет 32^4 узла, что с учётом спина и цвета глюона приводит к интегралу кратности более $3 \cdot 10^7$.

Решёточная формулировка КХД была предложена в 1974 К. Г. Вильсоном (K. G. Wilson) в связи с проблемой конфайнмента (невылетания) кварков (см. *Удер-*

жание цвета). Калибровочные теории на решётке обсуждались независимо также Ф. Вегнером (F. Wegner, 1971) и А. М. Поляковым (1974). Гамильтонов метод для КХД на решётке разработан Дж. Когутом (J. Kogut) и Л. Саскиндом (L. Susskind) в 1975. Численное изучение свойств решёточных калибровочных теорий было инициировано работой А. А. Мигдала (1975). Методика вычислений по методу Монте-Карло разработана Л. Джейкобсом (L. Jacobs), М. Кройцем (M. Creutz) и К. Ребби (C. Rebbi) в 1979. В основном рвсчёты методом Монте-Карло в КХД проводились в т. н. приближении валентных кварков, когда пренебрегают рождением из вакуума виртуальных кварк-антикварковых пар. Выполнены также расчёты, к-рые свидетельствуют о том, что учёт виртуальных кварк-антикварковых пар не меняет существенно большинства результатов, полученных в этом приближении.

В приближении валентных кварков было показано (М. Кройц, 1979), что конфайнмент кварков, имеющий место в области сильной связи, остаётся и при уменьшении шага решётки; проводились вычисления зависимости потенциала между тяжёлыми кварками от расстояния между ними, значения масштабного массового параметра КХД, спектра масс *глюболов* с разл. квантовыми числами, величин *вакуумных конденсатов*, масс разл. мезонов и барионов и нек-рых констант, описывающих их распады. Особое место занимают вычисления в КХД при конечной темп-ре, где были рассчитаны значение темп-ры (ок. $2{,}5\cdot10^{12}$К), при к-рой конфайнмент исчезает и происходит фазовый переход от адронов к *кварк-глюонной плазме*, температурная зависимость плотности энергии системы и её кол-во, поглощаемое при фазовом переходе, а также значение темп-ры, при к-рой разрушается кварковый конденсат.

Хотя вычисленные в КХД методом Монте-Карло значения физ. величин и находятся в согласии с опытом (когда такое сравнение можно провести), неопределённость расчётов пока довольно велика, напр. для масс адронов она превышает 100 МэВ/c^2. Ведутся работы, направленные на то, чтобы уменьшить эту неопределённость за счёт уменьшения статистич. погрешности, увеличения размера решётки и учёта вклада виртуальных кварков. В частности, создаются процессоры, специально предназначенные для выполнения численных расчётов в КХД.

Лит.: Wilson K. G., Confinment of quarks, «Phys. Rev.», 1974, v. D10, p. 2445; Creutz M., Jacobs L., Rebbi C., Monte-Carlo computations in lattice gauge theories, «Phys. Repts», 1983, v. 95, p. 201; Kogut J., The lattice gauge theory approach to quantum chromodynamics, «Rev. Mod. Phys.», 1983, v. 55, p. 775; Макеенко Ю. М., Метод Монте-Карло в калибровочных теориях на решетке, «УФН», 1984, т. 143, в. 2, с. 161; Кройц М., Кварки, глюоны и решетки, пер. с англ., М., 1987.

Ю. М. Макеенко.

РЕШЁТОЧНАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ — теплоёмкость твёрдого тела, обусловленная атомной подсистемой, в частности кристаллич. решёткой. Р. т. является частью теплоёмкости твёрдого тела. Термин «Р. т.» может относиться не только к идеальным кристаллам, но и к кристаллам с дефектами решётки или примесями, к некристаллич. твёрдым телам (аморфным веществам, стёклам).

Различие между Р. т. при пост. давлении (C_p) и при пост. объёме (C_V) мало: $C_p - C_V \ll C_V$. При $T = 0$К это является следствием теоремы Нернста (см. *Третье начало термодинамики*), а при произвольных T обусловлено малостью тепловой энергии (kT) относительно энергии связи атомов в твёрдом теле. Величина и температурная зависимость Р. т. C определяются энергетич. спектром ($\mathscr{E}_i$) колебаний атомной подсистемы (см. *Колебания кристаллической решётки*):

$$C=\frac{dQ}{dT}=T\frac{\partial S}{\partial T},\quad S=-\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V,$$

$$F=-kT\ln\sum_i\exp(-\mathscr{E}_i/kT). \qquad (1)$$

Здесь S — *энтропия*, F — *Гельмгольца энергия*. Величина $\partial S/\partial T$ вычисляется при пост. давлении либо при пост. объёме, в зависимости от того, какая из величин C_p или C_V подлежит определению.

Спектр колебаний атомной подсистемы зависит от её хим. состава и структуры и для реальных твёрдых тел сложен. Теория Р. т. основана на упрощающих предположениях о виде колебат. спектра. При высоких T, когда возбуждены все $3N$ степеней свободы твёрдого тела, содержащего N атомов, на теоремы о равнораспределении энергии следует, что на каждую колебат. степень свободы приходится энергия kT, и потому $C = 3Nk$. Этот результат соответствует эксперим. данным для простых кристаллич. решёток (элементы и простые соединения, см. *Дюлонга и Пти закон*). Для сложных соединений предельное значение $C = 3Nk$ с повышением T обычно не достигается, т. к. раньше происходит их плавление или разложение.

При понижении темп-ры Р. т. убывает, благодаря «вымораживанию» колебаний с энергиями $\mathscr{E}_i \gg kT$. Простейшей моделью, описывающей этот процесс, является модель Эйнштейна, в к-рой всем степеням свободы твёрдого тела сопоставляются одномодовые гармоник. осцилляторы с частотой $\omega_\text{э}$. В этом случае

$$C=3Nk\left(\frac{\theta_\text{э}}{2T}\right)^2\left(\operatorname{sh}\frac{\theta_\text{э}}{2T}\right)^{-2}. \qquad (2)$$

Величину $\theta_\text{э}=\hbar\omega_\text{э}/k$ называют **Эйнштейна температурой**.

В области низких T играют роль лишь колебания с малыми энергиями $\mathscr{E}_i \sim kT$, т. е. с малыми частотами $\omega_i = \mathscr{E}_i/\hbar = kT/\hbar$. Это звуковые колебания, длина волны к-рых заметно превышает постоянную решётки a при условии $T \ll \hbar u/ka$, где u — скорость звука. Число длинноволновых звуковых колебаний в интервале частот $d\omega$ в объёме V трёхмерного кристалла равно

$$g(\omega)V\,d\omega=\frac{3\omega^2}{2\pi\bar{u}^3}V\,d\omega, \qquad (3)$$

где $\bar{u}$ —среднее по раэличным кристаллографич. направлениям, g — плотность распределения колебаний по частотам. С учётом (3) из (1) следует:

$$C=\frac{2\pi^5}{5(\hbar\bar{u})^3}kT^3V. \qquad (4)$$

Р. т., пропорциональная T^3, наблюдается при низких темп-рах для многих твёрдых тел (см. *Дебая закон теплоёмкости*). Этот закон фактически начинает выполняться при $T \ll 10$К для простых решёток и при значительно меньших T для тел со сложной решёткой.

Интерполяция между пределами низких и высоких темп-р в кристаллах даётся *Дебая теорией* твёрдого тела. Она основана на предположении, что частоты распределены по закону (3) на всём протяжении спектра, к-рый обрывается при нек-рой максимальной дебаевской частоте $\omega_\text{д} = \bar{u}(6\pi^2N/V)^{1/3}$. При этом соотношение (1) даёт:

$$C=3Nk\left[D\left(\frac{\theta_\text{д}}{T}\right)-\frac{\theta_\text{д}}{T}\,D'\left(\frac{\theta_\text{д}}{T}\right)\right], \qquad (5)$$

где $\theta_\text{д}=\hbar\omega_\text{д}/k$ — *Дебая температура*, $D(x)=3x^{-3}\int_0^x z^3(e^z-1)^{-1}dz$ — ф-ция Дебая (рис. 1). Критерием применяемости этой теории для Р. т. является соотношение T и $\theta_\text{д}/4$: Р. т. можно считать постоянной при $T \gg \theta_\text{д}/4$ и пропорциональной T^3 при $T \ll \theta_\text{д}/4$. Ф-ла (5) передаёт ход $C(T)$ лишь для простых решёток; к телам с более сложной

Рис. 1. Зависимость решёточной теплоёмкости от температуры в модели Дебая.

структурой она неприменима, т. к. их спектр колебаний сложен.

В кристаллах «слоистого» или «цепочечного» типа (*квазиодномерные соединения* и *квазидвумерные соединения*) спектр звуковых колебаний характеризуется не одной, а неск. $\theta_д$, различными по порядку величины. Закон T^3 для Р. т. имеет при этом место лишь при T, малых по сравнению с наименьшей из дебаевских темп-р, в промежуточных же областях T возникают др. законы. Если обозначить через η отношение энергии связи между слоями к энергии связи между атомами в слоях, то закон T^3 для Р. т. будет иметь место лишь при $T \ll \eta^2\theta_д^м$, где $\theta_д^м$ — наибольшая из $\theta_д$. В области $\eta^{2м}\theta_д^м \ll T \ll \eta\theta_д^м$ имеют место зависимости: $C \infty T^2$ для слоистых и $C \infty T^{3/2}$ для цепочечных кристаллов. При $\eta\theta_д^м \ll T \ll \theta_д^м$ имеют место зависимости $C \infty T$ и $C \infty T^{1/2}$.

Влияние дефектов. Величина и температурная зависимость Р. т. кристаллов зависят от наличия дефектов и примесей. К увеличению низкотемпературной Р. т. при $T \sim \omega_p h/k$ могут привести резонансные квазилокальные колебания с частотами $\omega_p \ll \omega_д$, к-рые возникают благодаря введению тяжёлых примесей или дефектов. Локальные ВЧ-колебания ($\omega_p > \omega_д$) слабо влияют на Р. т. Заметный вклад в низкотемпературную Р. т. могут давать также т. н. ориентац. дефекты (дипольные центры) и нецентральные ионы.

Решёточная теплоёмкость некристаллических веществ (аморфных или стеклообразных твёрдых тел, полимеров, ионных суперпроводников) при низких T кардинально отличается от Р. т. кристаллов. При $T < 1$ К Р. т. этих веществ существенно превышает Р. т. кристаллов и зависит от T приблизительно линейно. При $T \sim 10$ К в зависимости $C(T)$ появляется максимум, свидетельствующий об избыточной (по сравнению с дебаевской) теплоёмкости (рис. 2). Такое поведение и величина Р. т. слабо зависят от хим. состава и типа проводимости некристаллич. веществ, являясь в этом смысле универсальными. Так, зависимость $C \infty T$ наблюдается не только в диэлектрических и полупроводниковых *стёклах*, но и в *металлических стёклах*. В последнем случае она экспериментально отделяется от *электронной теплоёмкости* по наблюдению и сверхпроводящем состоянии, когда электронная теплоёмкость пренебрежимо мала.

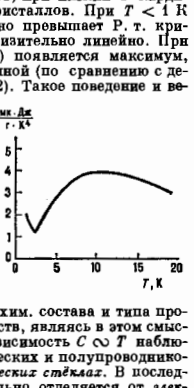


Рис. 2. Зависимость $C(T)$ аморфного кварца ($a = SiO_2$). Рост в зависимости $C(T)$ левее минимума обусловлен линейной зависимостью теплоёмкости от T.

Линейная зависимость от темп-ры $C \infty T$ объясняется моделью двухуровневых систем, отвечающих туннельным состояниям атомов в двухъямных потенциалах, существование к-рых связано с неупорядоченностью системы (см. *Неупорядоченные системы*). Постулируется равномерное распределение энергий с плотностью $g(\mathscr{E}) = \text{const}$. Это приводит к соотношению

$$C = \int_0^{\mathscr{E}_{макс}} d\mathscr{E} g(\mathscr{E}) V \left(\frac{\mathscr{E}}{2kT}\right)^2 \left(\text{ch}\frac{\mathscr{E}}{2kT}\right)^{-2} \simeq \frac{\pi}{6} kgVT. \quad (6)$$

Предполагается, что верхняя граница спектра $\mathscr{E}_{макс} \gg kT$. Тепловое возбуждение двухуровневых систем происходит за время релаксации, величина к-рого экспоненциально зависит от параметров барьера в двухъямном потенциале. Разброс значений этих параметров в некристалличе. веществе приводит к появлению экспоненциально широкого спектра времён релаксации. В результате возникает логарифмически слабая зависимость измеряемой Р. т. от времени эксперимента.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; К и т т е л ь Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Amorphous solids. Low-temperature properties, ed. by W. A. Phillips, B.— [a. o.], 1981.
В. Г. Карпов.

РИГИ — ЛЕДЮКА ЭФФЕКТ — заключается во влиянии магн. поля на теплопроводность электронных полупроводников. Открыт практически одновременно в 1887 А. Риги (A. Righi) и С. Ледюком (S. Leduc). Обусловлен, как все *гальваномагнитные явления* и *термогальваномагнитные явления*, искривлением траектории носителей заряда в магн. поле. Для наблюдения Р.— Л. э. используют след. геометрию: проводник, в к-ром вдоль оси x есть градиент темп-ры $\partial T/\partial x$ и поток тепла $\boldsymbol{W} = (W,0,0)$, помещают в магн. поле $\boldsymbol{H} = (0,0,H)$, перпендикулярное $\boldsymbol{W}$; вдоль оси y (перпендикулярно $\boldsymbol{W}$ и $\boldsymbol{H}$) появляется градиент темп-ры

$$\frac{\partial T}{\partial y} = A_{RL} H \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Коэф. Риги — Ледюка A_{RL} даётся ф-лой (по порядку величин)

$$A_{RL} = e\tau/mc.$$

Здесь τ — время свободного пробега носителей заряда (время релаксации импульса), m — их эфф. масса. Для электронов $A_{RL} < 0$, для дырок $A_{RL} > 0$. Существует приближённое соотношение между A_{RL}, константой Холла R (см. *Холла эффект*) и уд. проводимостью σ:

$$A_{RL} = \sigma R.$$

Лит. см. при ст. *Термогальваномагнитные явления.*

РИДБЕРГ (Ry) — внесистемная единица энергии, применяемая в атомной физике и оптике. Названа в честь И. Р. Ридберга (J. R. Rydberg). 1 Р.= 13,60 эВ, т. е. энергии связи электрона в атоме водорода в основном состоянии (см. *Атом*). 1Р.= $2{,}1796 \cdot 10^{-11}$ эрг = $=1/2$ единицы энергии в *Хартри системе единиц*.

РИДБЕРГА ПОСТОЯННАЯ, R_∞ — *фундаментальная физическая константа*, входящая в выражения для расчёта уровней энергии и частот излучения *атома*. Введена И. Р. Ридбергом (J. R. Rydberg) в 1890. Если принять, что масса атомного ядра бесконечно велика по сравнению с массой электрона (ядро неподвижно), то, согласно квантовомеханич. расчёту, $R_\infty = 2\pi^2 me^4/ch^3 =$ $=$ 10973731,534(13) $м^{-1}$ (на 1986), где e и m — заряд и масса электрона, $R_\infty hc$ = 13,6056981(40) эВ. При учёте движения ядра масса электрона заменяется на приведённую массу электрона и ядра; в этом случае $R_I = R_\infty/(1 + m/M_I)$, где M_I — масса ядра.

РИДБЕРГОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ — состояния атомов, ионов и молекул с большими значениями главного квантового числа n (высоковозбуждённые состояния). Названы в честь И. Р. Ридберга (J. R. Rydberg), впервые экспериментально исследовавшего атомные спектры вблизи границы ионизации [1].

Р. с. атомов и ионов характеризуются чрезвычайно малыми (по атомным масштабам) ионизац. потенциалами, большими временами жизни (т. к. вероятность излучат. квантовых переходов с них мала) и большими радиусами орбит высоковозбуждённого (ридберговского) электрона. Р. с. подобны состояниям атома водорода. Переходы между соседними Р. с. лежат в радиодиапазоне. Большое значение n позволяет применять для описания Р. с. квазиклассич. приближение и использовать для них понятия классич. механики. Большие размеры орбит и малые энергии связи ридберговского электрона обусловливают высокую чувствительность Р. с. к воздействию электрич. и магн. полей и большие

эфф. сечения взаимодействия атомов в Р. с. с заряженными частицами.

В табл. 1 приведены значения осн. характеристик атомов и атомных ионов, находящихся в Р. с.

Табл. 1.

Физическая величина	Физическая зависимость	Численное значение для $n=100$; $Z=1$
Энергия связи ридберговского электрона[1]	Z^2R_∞/n^2	$1{,}36\cdot10^{-4}$ эВ
Характерный размер ридберговской орбиты[2]	n^2a_0/Z	$0{,}53\cdot10^{-4}$ см
Геометрическое сечение	$\pi a_0^2n^4/Z^2$	$0{,}88\cdot10^{-8}$ см^2
Частота переходов между соседними ридберговскими состояниями	$2R_\infty Z^2/n^3$	$4{,}13\cdot10^7$ с$^{-1}$
Радиационное время жизни ридберговского состояния[3]	$\frac{n^4(3\ln n-0{,}25)}{Z^2A_0}$	17 с
Напряжённость атомного электрического поля, действующего на ридберговский электрон[4]	E_0Z^2/n^4	51,4 В·см$^{-1}$
Напряжённость электрического поля, соответствующая порогу ионизации атома из ридберговского состояния	$E_0Z^4/16n^4$	3,2 В·см$^{-1}$

[1] $R_\infty=1/_2\cdot me^4/\hbar^2\simeq13{,}6$ эВ — *Ридберга постоянная* (m, e — масса и заряд электрона), Z — *спектроскопический символ*. [2] $a_0=\hbar^2/me^2=0{,}53\cdot10^{-8}$ см — *Бора радиус*. [3] $A_0=16\alpha^5R_\infty/3\pi\sqrt{3}\,\hbar=8\alpha^5/3\pi\sqrt{3}\,\tau_0=0{,}79\cdot10^{10}$ с$^{-1}$, $\tau_0=a_0/v_0=\hbar/2{,}42\cdot10^{-17}$ с — атомная единица времени (v_0 — скорость электрона в атоме водорода). [4] $E_0=e^2/a_0^2=1{,}714\cdot10^7$ ед. СГСЕ$=5{,}142\cdot10^9$ В·см$^{-1}$ — атомная единица напряжённости электрич. поля.

Систематич. изучение Р. с. стало возможным с нач. 1970-х гг. благодаря успехам *лазерной спектроскопии*, позволившей исследовать в лаб. условиях Р. с. с $n\sim300$, а также радиоастрономии, т. к. в межзвёздных облаках были обнаружены линии поглощения между Р. с. с $n\gtrsim700$.

Волновые функции и энергия ридберговских состояний атомов. *Волновые функции* Р. с. с хорошей точностью могут быть представлены как произведение волновых ф-ций ридберговского электрона и оставшейся атомной системы — атомного остатка. Свойства атома в Р. с. в основном определяются волновой ф-цией высоковозбуждённого электрона, к-рая является собств. ф-цией гамильтониана:

$$H_0=p^2/2m+U(r), \qquad (1)$$

где $p=i\hbar\nabla$ — оператор импульса, $U(r)$ — потенциальная энергия взаимодействия ридберговского электрона с атомным остатком. При расстояниях r электрона от атомного ядра, много больших размеров атомного остатка, $U(r)$ переходит в кулоновский потенциал: $U(r)=Ze^2/r$.

Энергии Р. с. изолиров. атома, отсчитанные от границы ионизации, определяются ф-лой Ридберга:

$$\mathscr{E}_{nl}=\frac{R_\infty(1-m/M)}{(n-\delta_l)^2}, \qquad (2)$$

где M — масса атомного остатка, δ_l — *квантовый дефект*, слабо зависящий от n и для орбитального квантового числа $l>2$ очень быстро уменьшающийся с ростом l. Величины δ_l для S-, P- и D-состояний атомов щелочных металлов приведены в табл. 2.

Вероятности излучат. квантовых переходов атома на Р. с. быстро падают с ростом n и l. Для изолиров. атома в Р. с. с данными n и l время жизни $\sim n^{5/2}$. Если распределение атомов по l термодинамически равновесное $[\sim(2l+1)]$, то вероятность $A_{n\to n'}$ излучат. перехо-

Табл. 2.

Серия ридберговского состояния	Li	Na	K	Rb	Cs
$nS_{1/2}$	0,4	1,348	2,18	3,131	4,049
$nP_{1/2}$	0,047	0,855	1,714	2,655	3,592
$nP_{3/2}$	0,047	0,855	1,711	2,641	3,559
$nD_{3/2}$	0,0021	0,0155	0,277	1,347	2,475
$nD_{5/2}$	0,0021	0,0155	0,277	1,347	2,466

дов между Р. с. с n и n' определяется ф-лой Крамерса (с ошибкой менее 20%):

$$A_{n\to n'}=\frac{2A_0}{n^3}\,Z^4\frac{(\varepsilon\varepsilon')^{3/2}}{\varepsilon-\varepsilon'};\quad \varepsilon=\frac{\mathscr{E}_n}{Z^2R_\infty};\quad \varepsilon'=\frac{\mathscr{E}_{n'}}{Z^2R_\infty}, \qquad (3)$$

где $\mathscr{E}_n$, $\mathscr{E}_{n'}$ — энергии уровней, отсчитанные от границы ионизации. Ср. вероятности перехода с данного уровня на все др. уровни энергии есть величина, обратная ср. времени жизни системы на данном уровне.

Ридберговские состояния в электрическом поле принципиально нестационарны — происходит ионизация атома полем. Однако для слабых полей вероятность автоионизации (*ионизации полем*) экспоненциально мала и Р. с. можно считать квазистационарными. В электрич. поле высоковозбуждённые уровни энергии испытывают штарковское расщепление и сдвиг (см. *Штарка эффект*), их волновые ф-ции являются собств. ф-циями гамильтониана:

$$H=H_0+eEr, \qquad (4)$$

где H_0 — гамильтониан (1) атома в отсутствие поля. Если потенциальная энергия $U(r)$ имеет кулоновскую природу (т. е. H_0 — гамильтониан водородоподобного иона), то ур-ние Шрёдингера, соответствующее гамильтониану (4), разделяется в параболич. координатах. Проекция магн. момента на направление поля по-прежнему является интегралом движения. С точностью до второго порядка теории возмущений энергия стационарных состояний, отсчитанная от границы ионизации, даётся выражением

$$\mathscr{E}=\Big\{\frac{1}{n^2}-3n(n_1-n_2)\frac{F}{F_0}+\frac{1}{8}\,n^4[17n^2-3(n_1-n_2)^2-9m^2+19]\Big\}R_\infty \qquad (5)$$

(n_1, n_2 — параболич. квантовые числа, удовлетворяющие условию: $n_1+n_2+1=n-m$, m — магн. кван-

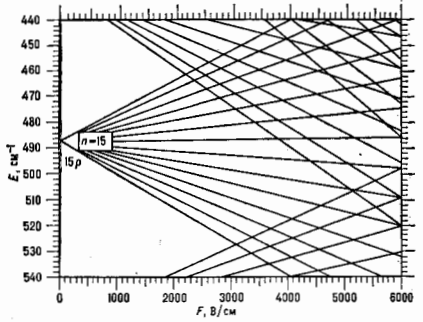


Рис. 1. Схема уровней энергии атома Li в электрическом поле для $n\sim15$ ($|m|=1$).

товое число). Выражение k-го порядка теории возмущений приведено в [2]. Ф-ла (5) справедлива и для Р. с. в неводородоподобных атомах, если масштаб штарковского расщепления, определяемый вторым слагаемым, превышает разность энергий между состояниями с разными $l \sim 2\delta_l R_\infty/n^3$. На рис. 1 в качестве примера приведена схема уровней Li в электрич. поле.

Вероятность ионизации электрич. полем водородоподобных атомов в Р. с. определяется асимптотич. ф-лой [2]:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_0}\left(\frac{4E_0}{En^4}\right)^{2n_2+m+1} \times \exp\left[3(n_1-n_2) - \frac{2E_0}{3En^3}\right] \frac{1}{n^3 n_2!(n_2+m)!}. \quad (6)$$

Вероятность ионизации атома в Р. с. резко возрастает, когда напряжённость электрич. поля E приближается к значению $E_{кр} = E_0/16n^4$, при к-ром возможна автоионизация в рамках классич. механики.

Ридберговские состояния в магнитном поле. В отличие от обычных слабовозбуждённых состояний, для к-рых осн. роль играет парамагн. взаимодействие атома с магн. полем (см. *Зеемана эффект*, *Пашена — Бака эффект*), для атомов в Р. с. важную роль играет диамагн. взаимодействие, очень быстро растущее с увеличением n. Р. с. в магн. поле описывается гамильтонианом:

$$H = H_0 + \mu_B(L+2S)B + \frac{1}{2}(\mu_B B)^2 r^2 \sin^2\theta, \quad (7)$$

где L и S — полный момент и спин атома соответственно, B — магн. индукция, $\mu_B = e\hbar/2mc$ — магнетон Бора, θ — угол между радиусом-вектором ридберговского электрона и вектором напряжённости магн. поля. Второе слагаемое описывает парамагнитное, третье — диамагнитное взаимодействия. Для Р. с. диамагн. взаимодействие растёт $\propto n^4$ и для высоких n становится определяющим. В слабых полях осн. роль играет второе слагаемое, к-рое даёт расщепление по m-компонентам с характерной величиной $\mu_B B$, качественно такое же, как и для слабо возбуждённых состояний. С ростом напряжённости поля увеличивается вклад диамагн. взаимодействия, к-рое связывает состояния с одинаковыми m_l и $\Delta l = 0, \pm 2$. [Для состояния $4p$ ($m = 1$) в атоме водорода диамагн. и парамагн. взаимодействия выравниваются при $B = 2\cdot10^7$ Гс.] Каждый уровень с квантовыми числами n и m расщепляется на $n - |m|$ компонент. С дальнейшим увеличением напряжённости поля начинают перемешиваться уровни с разными n и спектр водорода в магн. поле (рис. 2) становится похожим на спектр атома в электрич. поле. В случае предельно сильных полей осн. роль играет взаимодействие с магн. полем и Р. с. являются состояниями Ландау (см. *Ландау уровни*). Кулоновское взаимодействие при этом можно рассматривать как возмущение.

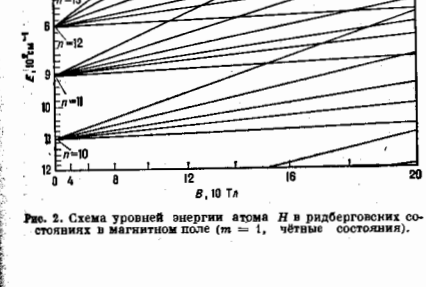


Рис. 2. Схема уровней энергии атома H в ридберговских состояниях в магнитном поле ($m = 1$, чётные состояния).

Взаимодействие атомов в ридберговском состоянии с заряженными частицами. Эфф. сечения σ квантовых переходов в атомах, находящихся в Р. с. при столкновениях с заряженными частицами (электронами, ионами), растут как геом. сечение $\sim n^4$. Для переходов с малыми $\Delta n = |n' - n|$ осн. роль играет дальнодействующее дипольное взаимодействие, к-рое приводит к $\sigma \sim \pi a_0^2 n^4/(\Delta n)^4$, а при больших энергиях внеш. частицы $\mathscr{E}$ зависимость от энергии даётся множителем $(\ln\mathscr{E})/\mathscr{E}$ (квантовый логарифм!). С ростом Δn всё большую роль начинает играть короткодействующее взаимодействие, позволяющее пренебречь полем атомного остатка в процессе столкновения, а само столкновение рассматривать в рамках классич. механики. Этот подход, называемый классич. бинарным приближением, позволяет получить $\sigma \propto \pi a_0^2 n^4/(\Delta n)^3$; при больших энергиях $\sigma \propto 1/\mathscr{E}$. В приближении Борна сечение перехода $n \to n'$ при столкновении с электронами определяется ф-лой (3):

$$\sigma_{n\to n'} = \frac{\pi a_0^2}{Z^4 n^2}\left(\frac{nn'}{\Delta n}\right)\left(\frac{Z^2 R_\infty}{\mathscr{E}}\right)\mathscr{F}. \quad (8)$$

Ф-ция $\mathscr{F}$ для $n = 100$ приводится в табл. 3.

Таблица 3.

Δn \ $\sqrt{\mathscr{E}/\mathscr{E}_n}$	1,6	3,2	20	100
1	0,9	1,4	2,75	3,8
2	0,9	1,3	2,05	2,6
3	0,9	1,2	1,64	2,0

Переходы между Р. с. при столкновениях с электронами являются осн. причиной дополнительного (помимо доплеровского) неупругого уширения *рекомбинационных радиолиний*, наблюдаемых от ряда астрофиз. объектов (планетарных туманностей, межзвёздной среды, зон HII и т. д.).

В столкновит. переходах между Р. с. с одинаковым n осн. роль, как правило, играют ионы. Наиб. велики сечения для переходов между соседними уровнями ($l \to l \pm 1$), обусловленные дипольным взаимодействием. Они на порядок и более превосходят геом. сечение ($\pi a_0^2 n^4$).

Взаимодействие атомов в ридберговском состоянии с нейтральными атомами. Если n достаточно велико, то сечение процесса взаимодействия атомов в Р. с. с нейтральными атомами выражается через амплитуду рассеяния свободного электрона на нейтральном атоме и амплитуду рассеяния атома на положительно заряженном атомном остатке. Напр., в результате взаимодействия с нейтральными атомами Р. с. испытывают уширение γ и сдвиг Δ, пропорциональные концентрации возмущающих частиц N:

$$\gamma = K_\gamma N, \quad \Delta = K_\Delta N;$$

коэф. K_γ, K_Δ выражаются через амплитуду упругого рассеяния электрона на атоме и параметры взаимодействия нейтрального атома с атомным остатком [3] и для достаточно больших n стремятся к константам; в промежуточной области их поведение может быть весьма сложным и зависит от конкретного вида возмущающих частиц. Для атомов Cs в Р. с., возмущаемых, напр., атомами Ar, асимптотич. значения $K_\gamma = 5\cdot10^{-20}$ см$^{-1}\cdot$см^3, $K_\Delta = 30\cdot10^{-20}$ см$^{-1}$см^3; если возмущающими атомами являются атомы Cs, то K_Δ

увеличивается в 20 раз, а K_2 — на 2 порядка. Асимптотич. значний коэф. K_2 и K_4 достигают при взаимодействии с атомами инертных газов при $n \gtrsim 20$, а при взаимодействии с атомами щелочных металлов при $n \gtrsim 50$. Поведение сечений др. процессов взаимодействия атомов в Р. с. с нейтральными атомами (перемешивание состояний по l, дезориентация и др.) качественно аналогично поведению сечений уширения.

Лабораторные эксперименты. Р. с. в лаб. условиях создаются чаще всего возбуждением атома из осн. состояния одним или неск. световыми пучками большой интенсивности (но крайней мере на первом этапе возбуждения —накачке). Для накачки обычно используется N_2-лазер или вторая (третья) гармоника лазера на неодимовом стекле. Чтобы получать Р. с. с заданными квантовыми числами n, l, m, на втором этапе атомную систему возбуждают излучением мощных перестраиваемых лазеров на красителях.

Для регистрации Р. с. наиб. распространение получили флуоресцентный метод и метод ионизации электрич. полем. Флуоресцентный метод основан на анализе каскадного испускания света при переходах атома из Р. с. Этот метод обладает селективностью, однако интенсивность регистрируемого излучения в видимой области в этом случае мала. Флуоресцентный метод используют, как правило, для исследования Р. с. с $n < 20$.

В методе ионизации электрич. полем регистрируются электроны, освобождающиеся в результате ионизации атома в Р. с. при воздействии на него электрич. поля. В этом случае селективность обеспечивается чрезвычайно резкой зависимостью вероятности ионизации от квантовых чисел n и m. Чаще всего этот метод используется в режиме с временным разрешением: после импульсного возбуждения Р. с. подаётся пилообразный импульс электрич. поля. Каждое Р. с. в разрешённом по времени ионизац. сигнале даёт пик через строго определённое время от момента включения поля. Метод отличается простотой, высокой чувствительностью и в отличие от флуоресцентного метода особенно эффективен при исследовании Р. с. с большими n, когда для ионизации не требуется высоких напряжений электрич. полей.

Спектры атомов и ионов в Р. с. исследуются разл. методами. С помощью обычных многомодовых лазеров достигается спектральное разрешение порядка доплеровской ширины уровня, что позволяет исследовать Р. с. с $n \lesssim 50$. Если требуется более высокое разрешение, то используют метод скрещенных атомно-лазерных пучков, дающий разрешение в несколько Мгц, или методы нелинейной лазерной спектроскопии. Напр., методом двухфотонной спектроскопии был получен спектр с разрешением порядка Кгц. В тех случаях, когда интерес представляют интервалы между соседними Р. с., более удобны методы *радиоспектроскопии*, квантовых биений и пересечения уровней (см. *Интерференция состояний*) [2]. Вместо настройки частоты излучения на частоту перехода между Р. с., на заданную внеш. полем частоту можно настраивать сами Р. с. В этом случае Р. с. позволяют усиливать слабый микроволновый сигнал. Этим методом получена чувствительность $\sim 10^{-17}$ Вт·Гц$^{-1/2}$ в миллиметровом диапазоне; есть основания ожидать повышение чувствительности ещё на 2 порядка.

Особый интерес представляют эксперименты с атомами в Р. с. в резонаторах. Для $n \sim 30$ переходы между Р. с. лежат в миллиметровом диапазоне, для к-рого существуют резонаторы с очень высокой добротностью. В то же время влияние электрич. поля на атомы в Р. с. более значительно, чем, напр., для молекулярных вращат. уровней энергии, поэтому с помощью Р. с. впервые удалось продемонстрировать ряд эффектов квантовой электродинамики, предсказанных в 50—60-е гг.: подавление спонтанного радиац. перехода в резонаторе, нутацию Раби — взаимодействие с полем одного фотона в резонаторе, кооперативные эффекты Дикке для неск. атомов (см. *Сверхизлучение*) и др. [4].

Астрофизические приложения ридберговских состояний. Первые наблюдения излучат. переходов между Р. с. от астрофиз. объектов (линии 90α и 104α) были выполнены в СССР [5]. Радиолинии излучения, соответствующие переходам между Р. с., наблюдаются вплоть до $n \sim 300$ от галактич. зон H II, планетарных туманностей, центральных областей нашей Галактики и нек-рых др. галактик. Обнаружены также линии He_n He II, C II. Осн. механизмом образования Р. с. в астрофиз. объектах является фоторекомбинация, поэтому радиолинии излучения наз. также рекомбинац. радиолиниями. Радиолинии между Р. с. играют важную роль в диагностике астрофиз. объектов. Для $n < 100$ ширина таких линий обусловлена эффектом Доплера и позволяет судить о ионной темп-ре космич. плазмы. Для более высоких n в уширение вносят вклад столкновения с электронами, и т. о. по ширине радиолиний можно оценить также плотность электронов. Отношение интенсивностей радиолиний и континуума даёт электронную темп-ру.

В межзвёздных облаках обнаружены радиолинии поглощения, принадлежащие иону C II и соответствующие переходам между Р. с. с $n > 700$.

Лит.: 1) Rydberg J. R., «Z. Phys. Chem.», 1890, Bd 5, S. 227; 2) Ридберговские состояния атомов и молекул, пер. с англ., М., 1985; 3) Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979; 4) Haroche S., Raimond J. M., «Adv. in Atom. and Molec. Phys.», 1985, v. 20, p. 347; 5) Сороченко Р. Л., Рекомбинационные радиолинии, в кн.: Физика космоса, 2 изд., М., 1986. *И. Л. Бейман.*

Ридберговские состояния молекул. Высоковозбуждённые электронные состояния М., так же как и атомные, подобны серии состояний атома водорода. Ридберговские орбитали молекул обозначаются главным n и орбитальным l квантовыми числами и типом симметрии группы *симметрии молекулы* (напр., nsa_1, npb_1). Энергия Р. с. (отсчитываемая от границы ионизации молекул) определяется ф-лой Ридберга (2). Для молекул, состоящей из атомов первого периода, величина квантового дефекта δ для *nd*-орбиталей очень мала ($\leqslant 0{,}1$), для *np*-орбиталей несколько выше (0,3—0,5), а для *ns*-орбиталей значительно больше (0,9—1,2). Стабильность Р. с. молекул зависит от стабильности осн. состояния или низколежащего возбуждённого состояния молекулярного иона, получающегося при удалении ридберговского электрона, т. к. ридберговская орбиталь, вообще говоря, является несвязывающей. Стабильность иона зависит от того, удаляется ли электрон со связывающей, разрыхляющей или несвязывающей молекулярной орбитали осн. состояния нейтральной молекулы. Напр., для H_2O из занятых молекулярных орбиталей в осн. состоянии самой верхней является несвязывающая молекулярная орбиталь $1b_1$. Поэтому осн. состояние иона H_2O^+, получающегося при удалении электрона с этой орбитали, столь же стабильно, как и осн. состояние молекулы H_2O: практически все Р. с. молекулы H_2O, сходящиеся к осн. состоянию иона H_2O^+, стабильны.

Если электрон переходит с низколежащей на более высокую молекулярную орбиталь с тем же n, то получающиеся состояния наз. субридберговскими. Т. к. n не является вполне определённым квантовым числом для низких молекулярных орбиталей, субридберговские состояния мало отличаются от Р. с. молекул, хотя субридберговские орбитали могут быть и связывающими.

Р. с. молекул отличаются от Р. с. атомов гл. обр. благодаря колебаниям, вращениям и возможности диссоциации ионного остова молекулы. Если ионный остов находится в возбуждённом колебат. состоянии, то ридберговский электрон при проникновении в ионный остов (что происходит довольно редко, с вероятностью $\sim n^{-3}$) может испытать неупругое столкновение с остовом, приобрести достаточную кинетич. энергию за счёт

колебат. энергии остова и привести к ионизации молекулы, наз. колебательной автоионизацией. Процесс автоионизации возможен также за счёт вращения. Высоковозбуждённые Р. с. молекул обычно лежат так близко, что энергетич. интервал между ними бывает такого же порядка или даже меньше, чем квант колебат. или вращат. энергии молекулы. Поэтому часто разделение электронного и ядерного движений, принятое в приближении Борна — Оппенгеймера, для молекул в Р. с. становится непригодным.

Лит.: Герцберг Г., Электронные спектры и строение многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1969; Ридберговские состояния атомов и молекул, под ред. Р. Стеббинса, Ф. Дайниса, пер. с англ., М., 1985.

М. Р. Алиев.

РИМАНА ВОЛНЫ — нелинейные *волны* в гиперболич. системах вида

$$(v_i)_t+\sum_{j=1}^{n}a_{ji}(v_k)(v_j)_x+b_i(v_k)=0, \qquad (1)$$

где v_i — набор n вещественных переменных; коэффициенты a_{ji} и b_i могут не только зависеть от переменных v_k, но также явно зависеть от x и t. Система (1) является гиперболической, если ур-ние для характеристич. скоростей, $\det(a_{ij}-c\delta_{ij})=0$, имеет n вещественных корней $C^{(\mu)}$, $\mu=1,\ldots,n$. Каждой характеристике скорости соответствует характеристика на плоскости (x,t), ур-ние к-рой $dx/dt=C^{(\mu)}$. Вдоль каждой характеристики волновые поля эволюционируют согласно ур-ниям

$$\sum_{i=1}^{n}l_i^{(\mu)}(v_k)\frac{dv_i}{dt}+\sum_{i=1}^{n}l_i^{(\mu)}(v_k)b_i(v_k)=0, \qquad (2)$$

где $l_i^{(\mu)}(v_k)$ — собств. векторы матрицы a_{ij}, соответствующие её собств. значениям $\lambda^{(\mu)}$.

В том случае, когда для каждого значения μ можно найти ф-цию $r^{(\mu)}$ такую, что $\sum_{i=1}^{n}l_i^{(\mu)}(v_k)dv_i\equiv dr^{(\mu)}$, ур-ния (2) упрощаются:

$$\frac{dr^{(\mu)}}{dt}+\sum_{i=1}^{n}l_i^{(\mu)}(r^{(\nu)})b_i(r^{(\nu)})=0. \qquad (3)$$

В частности, если $b_i=0$, каждая величина $r^{(\mu)}$ сохраняется вдоль соответствующей характеристики; в этом случае величины $r^{(\mu)}$ наз. инвариантами Римана. Инварианты Римана всегда можно ввести, если $n=2$, а также для линейных систем (1). В случае $n\geqslant 3$ инварианты Римана существуют только при выполнении специальных ограничений на производные матрицы $a_{ij}(v_k)$. Инварианты впервые были введены Б. Риманом (B. Riemann) в 19 в. при рассмотрении ур-ний газовой динамики. В общем случае, когда $b_i\neq 0$, величины $r^{(\mu)}$ наз. пвременными Римана.

Следует отметить, что Р. в. существуют, вообще говоря, в течение ограниченного времени из-за пересечения характеристик, определяемых начальными условиями (см. *Самовоздействие волн*).

Лит.: Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977.

Б. А. Маломед.

РИМАНА ТЕНЗОР — то же, что *кривизны тензор*.

РИМАНОВА ГЕОМЕТРИЯ — геометрия *риманова пространства*. Осн. понятия Р. г. являются обобщением понятий евклидовой геометрии на пространства с произвольным *метрическим тензором* g_{ij}.

Скалярное произведение касательных векторов $\xi=(\xi^1,\ldots,\xi^n)$, $\eta=(\eta^1,\ldots,\eta^n)$ в точке x определяется ф-лой $(\xi,\eta)=g_{ij}(x)\xi^i\eta^j$. Это позволяет определить длины векторов ($|\xi|=\sqrt{(\xi,\xi)}$) и углы между векторами в данной точке. Длина (s) кривой, $x^i=x^i(t)$, $i=1,\ldots,n$; $a\leqslant t\leqslant b$, определяется ф-лой

$$s=\int_a^b|\dot{x}|\,dt,$$

где $\dot{x}=(\dot{x}^1,\ldots,\dot{x}^n)$ — вектор скорости.

Расстояние $\rho(x,y)$ между точками x и y определяется как минимум длин кривых, соединяющих точки x и y. Ф-ция $\rho(x,y)$ задаёт *метрику* в римановом пространстве.

Объём области U риманова пространства определяется ф-лой

$$V(U)=\int_U\sqrt{\det(g_{ij})}\,dx^1\ldots dx^n.$$

На k-мерной поверхности, заданной в римановом пространстве в параметрич. виде, $x^i=x^i(u^1,\ldots,u^k)$, $i=1,\ldots,n$, возникает метрич. тензор

$$h_{\alpha\beta}=\frac{\partial x^i}{\partial u^\alpha}\frac{\partial x^j}{\partial u^\beta}g_{ij},\ \alpha,\beta=1,\ldots,k,$$

наз. первой квадратичной формой поверхности. Длины кривых, углы и объёмы k-мерных областей на поверхности вычисляются в терминах внутренней геометрии, т. е. через первую квадратичную форму. Р. г. двумерных поверхностей в трёхмерном евклидовом пространстве широко применяется в механике оболочек. Большое внимание уделяется изучению минимальных поверхностей, т. е. экстремалей функционала k-мерного объёма. Простейшей их физ. реализацией (при $k=2$) являются мыльные плёнки. Считается, что двумерные минимальные поверхности в пространстве Минковского описывают классич. динамику *струны релятивистской*.

Дифференц. исчисление *тензоров* в римановом пространстве основано на введении симметричной *связности*, согласованной с метрикой g_{ij}. Её *Кристоффеля символы* имеют вид

$$\Gamma_{ij}^k=\frac{1}{2}g^{kl}\left(\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j}+\frac{\partial g_{jl}}{\partial x^i}-\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l}\right).$$

Кривизны тензор R_{ijkl} этой связности определяет *кривизну* риманова пространства, характеризующую его отличие от евклидова.

Движения риманова пространства определяются как преобразования, сохраняющие метрику. Однопараметрич. группы движений определяются в терминах полями Киллинга $\xi^i(x)$, удовлетворяющими соотношениям: $\nabla_i\xi_j+\nabla_j\xi_i=0$, где $\xi_i=g_{ik}\xi^k$, ∇_i — *ковариантная производная*. Сдвиги вдоль траекторий системы, $\dot{x}^i=\xi^i(x)$, $i=1,\ldots,n$, определяют движения пространства. Движения n-мерного риманова пространства образуют группу Ли, размерность к-рой не превосходит $n(n-1)/2$. Для общих римановых пространств эта группа тривиальна; примерами пространств с группой движений макс. размерности служат евклидово пространство, сфера (метрика $g_{ij}=4\delta_{ij}[1+\Sigma(x^l)^2]^2$, δ_{ij} — *Кронекера символ*), пространство Лобачевского (метрика $g_{ij}=4\delta_{ij}[1-\Sigma(x^l)^2]^2$. Если группа движений достаточно богата, так что с помощью движения любую точку x можно перевести в заданную точку y, то риманово пространство наз. однородным. Если для любой точки существует движение, являющееся симметрией пространства с центром в этой точке, то однородное пространство наз. симметрическим. Локально симметрические пространства выделяются условием постоянства кривизны, $\nabla_eR_{ijkl}=0$. Теория симметрических и римановых однородных пространств сочетает применение Р. г. и методов теории групп Ли. Идеи и методы этой теории используются при изучении однородных *космологических моделей* общей теории относительности.

Конформными наз. такие преобразования риманова пространства, при к-рых метрика подвергается растяжению, $g_{ij}(x) \to \lambda(x)g_{ij}(x)$. Конформные преобразования n-мерного риманова пространства при $n \geq 3$ образуют группу Ли, размерность к-рой не превосходит $(n+1)(n+2)/2$. Инвариантностью относительно конформных преобразований обычно обладают теории безмассовых частиц.

Геодезическая линия — экстремаль функционала длины, рассматриваемого на кривых с закреплёнными концами. Ур-ния геодезических имеют вид

$$\ddot{x}^l + \Gamma^l_{jk}(x)\dot{x}^j\dot{x}^k = 0.$$

Геодезические могут быть получены также как экстремаль функционала действия:

$$S = \int_a^b |\dot{x}|^2 dt = \int_a^b g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j dt.$$

Близкие точки x, y риманова пространства всегда можно соединить локально единственной геодезической, длина к-рой и будет равна расстоянию $\rho(x,y)$. Риманово пространство наз. **геодезически полным**, если любая геодезическая $x^i(t)$ неограниченно продолжается по t. В полном римановом пространстве любые две точки можно соединить геодезической (вообще говоря, не единственной). Изучение глобальных свойств геодезических риманова пространства составляет важный раздел *вариационного исчисления* в целом. Поскольку многие ур-ния классич. механики могут быть записаны в виде ур-ний геодезических, методы теории геодезических применимы для получения качеств. информации о характере механич. движения. В общей теории относительности, где массивные частицы движутся по времениподобным (а безмассовые — по изотропным) геодезическим *индефинитной метрики*, в основном изучаются именно такие геодезические. Нек-рые их глобальные свойства допускают физ. интерпретацию. Так, наличие замкнутых геодезических означает нарушение причинности. Геодезич. неполнота трактуется как наиб. универсальный способ определения сингулярности пространства-времени.

Важная задача Р. г.— установление зависимости между геометрией риманова пространства и его *топологией*. Простейшим примером такой зависимости является ф-ла Гаусса — Бонне, справедливая для замкнутой двумерной поверхности:

$$\frac{1}{4\pi}\oint K\, d\sigma = 1 - g,$$

где K — гауссова кривизна поверхности, $d\sigma$ — элемент площади, g — топологич. характеристика поверхности, равная числу ручек (напр., для сферы $g = 0$, для тора $g = 1$). Для многомерных римановых пространств строятся более сложные топологич. характеристики (**характеристич. классы**), вычисляемые в виде интегралов от инвариантов тензора кривизны. Известны также теоремы, выводящие топологич. ограничения на риманово пространство из соотношений типа неравенств для его кривизны. Простейшим примером является такое утверждение: полное односвязное (т. е. любой замкнутый путь стягивается в точку) риманово пространство отрицат. кривизны топологически евклидово.

Комплексный аналог Р. г.— теория пространств с эрмитовой метрикой, записываемой в комплексных координатах $z^1, \ldots, z^n$ в виде $ds^2 = g_{ij}dz^i d\bar{z}^j$ (черта означает комплексное сопряжение), причём $g_{ji} = \bar{g}_{ij}$. В частности, двумерная метрика может быть записана в комплексном виде $ds^2 = g(z,\bar{z})dzd\bar{z}$, если ввести изотермич. координаты x^1, x^2, такие, что $g_{ij} = g\delta_{ij}$, и положить $z = x^1 + ix^2$, $\bar{z} = x^1 - ix^2$ (здесь i — комплексная единица). Конформные преобразования сводятся тогда к комплексно-аналитич. заменам, $\bar{z} \to w(z)$, $dw/d\bar{z} = 0$, и сопряжению $z \to \bar{z}$.

Большинство методов Р. г. переносятся на псевдоримановы пространства, в к-рых задана индефинитная метрика, и поэтому являются осн. аппаратом *общей теории относительности*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; их же, Современная геометрия. Методы теории гомологий, М., 1984. *Б. А. Дубровин.*

РИМАНОВА ПОВЕРХНОСТЬ — поверхность, локально устроенная как область комплексной плоскости $\mathbb{C}$ (комплексное аналитич. *многообразие*). Если X — нек-рая поверхность (многообразие), представимая в виде объединения открытых подмножеств $\{U_i\}$, каждое из к-рых эквивалентно нек-рой области Ω_i в $\mathbb{C}$, то говорят, что на X задана структура Р. п. Др. словами, существуют ф-ции f_i, непрерывно и взаимно однозначно отображающие Ω_i на U_i, причём для любой пары индексов i и j ф-ции перехода $f_j^{-1}\cdot f_i$ являются *аналитическими функциями*, взаимно однозначно отображающими $f_i^{-1}(U_i \cap U_j)$ на $f_j^{-1}(U_i \cap U_j)$. Пара (U_i, f_i) наз. **картой**, а совокупность всех карт, покрывающих X, — **атласом**. Ниже приведены примеры Р. п.

1. Всякая область Ω в $\mathbb{C}$ является Р. п. При этом атлас можно выбрать состоящим из одной карты, положив $U = \Omega$ и f_1 равной тождеств. отображению.

2. Расширенная комплексная плоскость (**сфера Римана**) $\overline{\mathbb{C}}$, получающаяся добавлением к $\mathbb{C}$ бесконечно удалённой точки, является Р. п. В этом случае атлас можно выбрать состоящим из двух карт, положив, напр.,

$$U_1 = \{z \in \mathbb{C} : |z| < 2\},\ f_1(z) = z,$$

$$U_2 = \{z \in \overline{\mathbb{C}} : |z| > 1\},\ f_2(z) = 1/z.$$

Ф-ция f_1 отображает круг ($|z| < 2$) на себя, а ф-ция f_2 отображает внешность единичного круга на единичный круг. При этом бесконечно удалённая точка переходит в нуль.

3. Р. п. аналитич. ф-ции. Если ф-ция $f(z)$, первоначально заданная в нек-рой окрестности точки z_0, допускает *аналитическое продолжение* вдоль к.-л. замкнутого контура, причём в результате этого продолжения получается ф-ция с др. значениями в окрестности z_0, то точку z_0 до обхода этого контура и ту же точку после его обхода естественно считать разл. точками. Проводя эту процедуру со всеми точками первонач. области определения ф-ции, получаем в результате неоднолистную область, имеющую структуру Р. п. и называемую Р. п. ф-ции $f(z)$. При обходе вдоль контура описанного выше типа говорят о переходе Р. п. на другой лист. Р. п. аналитич. ф-ций позволяет рассматривать *многозначные функции* в $\mathbb{C}$ как однозначные ф-ции на своих Р. п.

4. Пусть Ω — нек-рая область в $\mathbb{C}$ и Γ — иек-рая группа взаимно однозначных аналитич. отображений Ω в себя, причём совокупность точек, получающихся из $z \in \Omega$ при действии Γ, образует дискретное множество в Ω. Отождествляя точки Ω, переходящие друг в друга при преобразованиях из Γ, можно определить поверхность (многообразие), к-рая имеет структуру Р. п. и обозначается Ω/Γ. Напр., преобразования $z \to z + z_0$, где z_0 — фиксиров. число, приводят к поверхности, топологически эквивалентной цилиндру.

Согласно **теореме об униформизации**, любая связная Р. п. эквивалентна либо $\overline{\mathbb{C}}$, либо $\mathbb{C}/\Gamma$, либо $\mathbb{C}_+/\Gamma$, где $\mathbb{C}_+ = \{z = x + iy : y > 0\}$ — верхняя полуплоскость. Др. словами, существует аналитич.

ф-ция, взаимно однозначно отображающая связную Р. п. на одну из перечисленных.

Р. п. применяют в разл. областях теоретич. и матем. физики. В частности, в квантовой теории поля часто изучаемые величины (амплитуды рассеяния, формфакторы и т. д.) являются многозначными аналитич. ф-циями. При этом переход с одного листа Р. п. па другой обычно интерпретируют как переход от реальных состояний частиц к виртуальным и наоборот. Др. примерами могут служить плоскость Лобачевского и фазовые пространства *динамических систем*.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция*. *Б. И. Завьялов.*

РИМАНОВО ПРОСТРАНСТВО — пространство, точки к-рого однозначно задаются координатами $x = (x^1, \ldots, x^n)$ (быть может, локальными) и в к-ром определён *метрический тензор* g_{ij}. Число n наз. размерностью пространства. В случае, когда Р. п. не допускает введения единой системы координат (напр., её нет на сфере), предполагается, что на нём задана структура *многообразия*. Это означает, что Р. п. разбито на области $U_1, U_2, \ldots$, причём в каждой области U_p заданы свои координаты $x^1_p, \ldots, x^n_p$, требуется, чтобы для пересекающихся пар областей U_p, U_q координаты $x^1_p, \ldots, x^n_p$ гладко выражались через координаты $x^1_q, \ldots, x^n_q$ и наоборот. В каждой области U_p задаётся метрич. тензор g^p_{ij} (x_p), причём на пересечении U_p и U_q компоненты g^p_{ij} и g^q_{kl} связаны тензорным законом преобразования:

$$g^p_{ij}[x_p(x_q)]\frac{\partial x^i_p}{\partial x^k_q}\frac{\partial x^j_p}{\partial x^i_q}=g^q_{kl}(x_q).$$

Простейшим примером Р. п. является *евклидово пространство*, где в прямоуг. координатах метрич. тензор $g_{ij}(x) = \delta_{ij}$ (δ_{ij} — *Кронекера символ*). Если тензор g_{ij} задаёт *индефинитную метрику*, то пространство наз. псевдоримановым. Простейшим примером таких пространств является четырёхмерное пространство-время специальной теории относительности (пространство Минковского). Геометрия Р. п. составляет предмет *римановой геометрии*. Псевдоримановы пространства изучаются общей *относительности теорией*.

Лит.: Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. *Б. А. Дубровин.*

РИ́ЧЧИ ТЕ́НЗОР — дважды ковариантный симметрический *тензор* $R_{ij}(x)$, служащий одной из характеристик кривизны *риманова пространства* (или псевдориманова пространства). Введён Г. Риччи (G. Ricci) в 1903—1904. Если g_{ij} — *метрический тензор* этого пространства, R^i_{jkl} — соответствующий *кривизны тензор*, то компоненты Р. т. определяются свёрткой:

$$R_{ij}=R^k_{ikj}=g^{kl}R_{likj},$$

где g^{kl} — контравариантные компоненты метрич. тензора. Свёртка $R = g^{ij}R_{ij}$ является скаляром (не зависит от выбора координат) и наз. скалярной кривизной. Для двумерных пространств справедливо соотношение $R_{ij} = (1/2)Rg_{ij}$; скалярная кривизна R связана с гауссовой *кривизной* соотношением $R = 2K$. Для трёхмерного пространства тензор кривизны выражается алгебраически через Р. т. и *метрику*:

$$R_{ijkl}=R_{ik}g_{il}-R_{il}g_{jk}+R_{jl}g_{ik}-R_{jk}g_{il}+(R/2)(g_{il}g_{jk}-g_{ik}g_{jl}).$$

В общей *относительности теории* через Р. т. записываются ур-ния гравитац. поля. В пустом пространстве эти ур-ния принимают вид: $R_{ij} - (1/2)Rg_{ij} = 0$ или $R_{ij} = 0$; четырёхмерные римановы пространства, удовлетворяющие этому соотношению, наз. пространствами Эйнштейна. Скалярная кривизна R является плотностью *лагранжиана* Гильберта — Эйнштейна ур-ний общей теории относительности.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. *Б. А. Дубровин.*

РККИ-ОБМЁННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ (взаимодействие Рудермана — Киттели — Касуя — Иосиды) — *косвенное обменное взаимодействие* между магн. ионами, осуществляемое через коллективизиров. электроны проводимости. РККИ-о. в. возникает в металлах и полупроводниках, где коллективизиров. электроны проводимости выступают посредниками обменного взаимодействия (ОВ) ионов, обладающих локализов. спинами, незаполненных d- и f- оболочек. В частности, РККИ-о. в. наблюдаются в редкоземельных металлах и их сплавах. Благодаря сильной локализации электронов $4f$-оболочек перекрытие волновых ф-ций электронов соседних ионов слишком мало и прямое ОВ в таких веществах не может обеспечивать наблюдаемое магн. упорядочение.

Идея косвенного ОВ посредством коллективизиров. носителей магн. момента высказана М. Рудерманом и Ч. Киттелем [1] в работе, посвящённой теории *сверхтонкого взаимодействия*. Т. Касуя [2] и К. Иосида [3] предположили, что механизм возникновения эффективного ОВ между магн. моментами ионов аналогичен механизму возникновения эфф. взаимодействия между ядерными спинами.

Локализов. спин, погружённый в «облако» электронов проводимости, создаёт спиновую поляризацию этого облака, причём поляризация носит осциллирующий (в пространстве) характер. Спины электронов проводимости стремятся экранировать локализов. спин, подобно тому как заряд электронов стремится экранировать положит. заряд погружённого в их облако иона. Аналогично тому, как при экранировании положит. заряда в облаке электронов возникают довольно слабо затухающие с расстоянием осцилляции концентрации электронов, возникают и слабо затухающие осцилляции спиновой поляризации. Эти осцилляции воспринимаются другими локализов. спинами в той области пространства, где они локализованы, и в результате появляется осциллирующий потенциал взаимодействия между спинами.

Интеграл эффективного РККИ-о. в. можно рассчитать в рамках микроскопической $s-f$-обменной модели. Локализованные на ионах электроны частично заполненных оболочек описываются локализованными (атомными) волновыми ф-циями (f-подсистема), электроны проводимости описываются блоховскими функциями (s-подсистема) и наз. *блоховскими электронами*. Прямым $f-f$-ОВ можно пренебречь, т. к. расстояние между соседними ионами превышает радиус f-оболочки. Гамильтониан системы можно записать в виде

$$\mathcal{H}=\mathcal{H}_s+\mathcal{H}_{sf},$$

где $\mathcal{H}_s$ — гамильтониан подсистемы электронов проводимости, а $\mathcal{H}_{sf}$ — гамильтониан $s-f$-ОВ:

$$\mathcal{H}_{sf}=\sum_{i,n}I(\boldsymbol{r}_j-\boldsymbol{R}_n)(\boldsymbol{s}_j\boldsymbol{S}_n),$$

здесь $I(\boldsymbol{r}_j - \boldsymbol{R}_n)$ — интеграл ОВ s-электрона со спином $\boldsymbol{s}_j$, находящегося в точке с радиусом-вектором $\boldsymbol{r}_j$, с f-электронами n-го иона, обладающего результирующим спином $\boldsymbol{S}_n$ и локализованного в точке с радиусом-вектором $\boldsymbol{R}_n$. Оценки величины I показывают, что $I \sim 10^{-14}$—10^{-13} эрг, в то время как *ферми-энергия* для электронов проводимости $\mathscr{E}_F \sim 10^{-11}$ — 10^{-12} эрг, т. о., параметр $I/\mathscr{E}_F$ можно считать малым. Применив *возмущений теорию* по этому малому параметру, можно рассчитать эфф. интеграл ОВ. Поправка к энергии в

первом порядке по теории возмущений не возникает, если предположить, что в основном состоянии электроны проводимости находятся в неполяризов. состоянии, т. к. имеется равное число электронов со спинами, направленными вдоль и против намагниченности. Поправка второго порядка имеет вид

$$\mathscr{E}^{(2)}=\frac{I^2\hbar^2}{2N^2}\sum_{k,k'}\sum_{n,m}\frac{\theta(|k|-k_F)\theta(k_F-|k'|)}{\mathscr{E}(k')-\mathscr{E}(k)}\times$$
$$\times\exp\left(-i(k'-k)(R_n-R_m)\right)\langle f|(S_n\cdot S_m)|f\rangle,$$

где N — число ионов, θ — ступенчатая тета-функция Дирака, $\mathscr{E}(k)$ — *дисперсии закон* электронов проводимости ($\mathscr{E}$ — энергия, k, k' — волновые векторы), k_F — значение волнового вектора на Ферми-поверхности [$\mathscr{E}(k_F)=\mathscr{E}_F$ — Ферми-энергия], $|f\rangle$ — вектор состояния, описывающий основное состояние f-подсистемы. Эта поправка соответствует эфф. гамильтониану гейзенберговского типа (см. *Гейзенберга модель*):

$$\mathscr{H}_{эфф}=-\sum_{n,m}I^{РККИ}_{n,m}(S_nS_m).$$

Число f-электронов и, следовательно, величина спина S_n одинаковы для всех ионов. Зависимость интеграла $I^{РККИ}_{n,m}$ от расстояния между магн. ионами $R_{nm}=|R_n-R_m|$ определяется законом дисперсии электронов проводимости $\mathscr{E}(k)$ и степенью заполненности *проводимости зоны*. Строгий расчёт $I^{РККИ}_{n,m}$ осложнён учётом вклада от электронов, лежащих глубоко под поверхностью Ферми, где их нельзя считать квазисвободными при любом законе дисперсии. Эфф. гамильтониан можно определить, предположив квадратичный закон дисперсии электронов проводимости

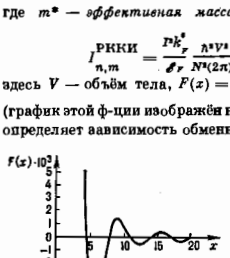
$$\mathscr{E}(k)=\hbar^2k^2/2m^*,$$

где m^* — *эффективная масса* s-электрона. Тогда

$$I^{РККИ}_{n,m}=\frac{I^2k_F^7}{\mathscr{E}_F}\frac{\hbar^4V^2}{N^2(2\pi)^6}F(2k_F,R_{nm}),$$

здесь V — объём тела, $F(x)=(\sin x-x\cos x)/x^4$

(график этой ф-ции изображён на рис.). Ф-ция $F(2k_FR_{nm})$ определяет зависимость обменного интеграла $I^{РККИ}_{n,m}$ от расстояния R_{nm} между магн. ионами. В зависимости от величины R_{nm} обмен может быть ферромагнитным ($I^{РККИ}_{nm}>0$, и антиферромагнитным ($I^{РККИ}_{nm}<0$). С ростом расстояния R_{nm} осцилляции затухают и при больших расстояниях



$$I^{РККИ}_{nm}\sim R^{-3}_{nm}.$$

В отличие от короткодействующего прямого ОВ, РККИ-о. в. имеет большой радиус. Интеграл $I^{РККИ}_{nm}$ сильно зависит от концентрации свободных носителей заряда n_s. Т. к. $k_F=(3\pi^2n_s)^{1/3}$, $I^{РККИ}_{nm}\sim n_s^{4/3}$. Поэтому в диэлектриках, где концентрация свободных носителей заряда очень мала, РККИ-о. в. можно не учитывать.

РККИ-о. в. позволяет объяснить существование разл. магн. структур. Так, если ближайшие магн. соседи расположены на расстояниях, при к-рых $I^{РККИ}_{nm}>0$, то осуществится ферромагн. упорядочение, если $I^{РККИ}_{nm}<0$,— то антиферромагнитное. Более сложные магн. структуры, напр. геликоидальные, можно также объяснить с помощью существования знакопеременного ОВ.

Лит.: 1) Ruderman M. A., Kittel C., Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons, «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 99; 2) Kasuya T., A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener's model, «Progr. Theor. Phys.», 1956, v. 16, p. 45; 3) Yosida K., Magnetic properties of Cu-Mn alloys, «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 893; 4) Уайт Р. М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985.

А. В. Ведяев, О. А. Котельникова.

РОДИЙ (Rhodium), Rh,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 45, ат. масса 102,9055, входит в платиновую группу *благородных металлов*. В природе представлен стабильным ^{103}Rh. Металлич. радиус 0,134 нм, радиус иона Rh^{3+} 0,075 нм, Rh^{4+} 0,065 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^24p^64d^85s^1$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,46; 18,08; 31,06 эВ. Значение электроотрицательности 1,45.

В свободном виде серебристо-белый металл с кубич. гранецентриров. кристаллич. структурой, её постоянная $a=0{,}379$ нм. Плотн. 12,41 кг/дм^3, $t_{пл}=1963$ °С, $t_{кип}=3627$—3700 °С. Уд. теплота плавления 20 кДж/моль, испарения 494 кДж/моль, уд. теплоёмкость $c_p=25{,}0$ Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 362—480 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,002 К. Работа выхода электрона 4,75 эВ. Термич. коэф. линейного расширения $(8{,}45-8{,}5)\cdot10^{-6}$К$^{-1}$ (при 283—313 К). Уд. электрич. сопротивление 0,0394 мкОм·м (при 273 К). Термич. коэф. электрич. сопротивления $4{,}57\cdot10^{-3}$К$^{-1}$ (при 273—373 К). Теплопроводность 152 Вт/(м·К) (при 300 К). Тв. по Бриеллю 540—1360 МПа, модуль упругости 275—315 ГПа, модуль сдвига 150 ГПа. Обладает высокой отражат. способностью и видимой области спектра.

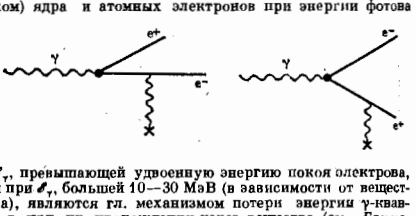
Химически малоактивен, в соединениях проявляет степень окисления +3. Заметно адсорбирует водород.

Р. применяется для покрытия зеркал, в качестве катализатора хим. реакций (в сплавах с др. платиновыми металлами), служит припоем при пайке Mo и W. Сплавы Rh с Pt и Ir — материал для высокотемпературных термопар. Нуклиды ^{103m}Rh (изомерный переход, β$^-$-распад, $T_{1/2}=56{,}1$ мин) и ^{106m}Rh (β$^-$-распад, $T_{1/2}=130$ мин) могут использоваться в качестве радиоакт. индикаторов.

С. С. Бердоносов.

РОЖДЕНИЕ ПАР частица — античастица — один из видов взаимопревращения элементарных частиц, в к-ром в результате эл.-магн. или к.-л. др. взаимодействия одновременно возникают частица и античастица. Возможность Р. п. (как и *аннигиляция* пар) предсказывалась как следствие релятивистской *Дирака уравнения*. В 1933 И. и Ф. Жолио-Кюри (I. et F. Joliot-Curie) с помощью камеры Вильсона, помещённой в магн. поле, наблюдали рождение электрон-позитронных пар γ-квантами от радиоакт. источника.

Согласно законам сохранения энергии-импульса, Р. п. одиночным фотоном невозможно. Процессы Р. п. фотоном в кулоновском поле (на рис. помечено крестиком) ядра и атомных электронов при энергии фотона



$\mathscr{E}_\gamma$, превышающей удвоенную энергию покоя электрона, и при $\mathscr{E}_\gamma$, большей 10—30 МэВ (в зависимости от вещества), являются гл. механизмом потери энергии γ-квантов при их прохождении через вещество (см. *Гамма-излучение*). Возможен также процесс Р. п. виртуальным фотоном γ* (см. *Виртуальные частицы*), образован-

цым в процессе столкновения или распада частиц. Такой механизм Р. п. наз. также конверсией фотона. Если энергия фотона (реального или виртуального) очень велика, то он может породить любую пару частица — античастица, напр. мюонов $\mu^+\mu^-$. Если при эл.-магн. переходе в ядре образование реального фотона запрещено законом сохранения полного момента, то такой переход происходит только за счёт процесса *конверсии внутренней* γ-кванта или (при достаточно большой энергии) за счёт конверсии γ-кванта в электрон-позитронную пару (парная конверсия).

В столкновениях частиц высоких энергий наблюдается также рождение мюонных пар. В адронных столкновениях Р. п. $\mu^+\mu^-$ связывают с эл.-магн. аннигиляцией *кварков* и антикварков, входящих в состав *адронов*, или с процессами конверсии фотонов тормозного излучения, образованных при столкновениях кварков с кварками или *глюонами*. Поэтому процессы Р. п. $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- с большими поперечными (по отношению к оси соударения) импульсами анализируют в рамках *квантовой хромодинамики* и кварк-партонной модели (см. *Партоны*). В Р. п. $\mu^+\mu^-$ с малыми поперечными импульсами важную роль могут играть эл.-магн. распады адронов (напр., $\eta \to \gamma + \mu^+ + \mu^-$, $\omega \to \pi^0 + \mu^+ + \mu^-$).

Изучение процессов Р. п. (конверсии) в эл.-магн. распадах адронов позволяет получить информацию об эл.-магн. *формфакторах* адронов. Процессы Р. п. новых тяжёлых частиц — c- и b-кварков или *тау-лептонов* и их последующие лептонные распады являются источником пар т. н. прямых лептонов в адронных столкновениях.

В общем случае любой процесс образования пары частиц с противоположными лептонными или барионными зарядами можно рассматривать как процесс Р. п. лептонов или кварков, напр. $e\bar{\nu}_e$, $u\bar{d}$.

Лит.: Тинг С., Открытие j-частицы, пер. с англ., «УФН», 1978, т. 125, в. 2, с. 227.

R-ОПЕРАЦИЯ в квантовой теории поля — матем. процедура, применяемая к коэффициентным ф-циям (см. *Операторное разложение, Производящий функционал*) матричных элементов *матрицы рассеяния* с целью устранения из них *ультрафиолетовых расходимостей*.

В простых случаях процедуру *перенормировок* удобно и наглядно проводить с помощью *контрчленов*. Однако для коэффициентных ф-ций высших порядков, отвечающих *Фейнмана диаграммам* сложной топологии, напр. содержащим т. н. перекрывающиеся расходимости, операция вычитания расходимостей требует чёткой и однозначной формулировки. Такая формализация в импульсном представлении была получена в сер. 1950-х гг. Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком в виде теоремы о перенормировках (см. *Боголюбова — Парасюка теорема*). Рецептурная часть этой теоремы, известная под назв. R-О. Боголюбова, устанавливает относительно простое правило получения конечного, т. е. не содержащего УФ-расходимостей, выражения для коэффициентной ф-ции T, соответствующей произвольной диаграмме G (обобщённому узлу) данного порядка теории возмущений.

Теорема о перенормировках утверждает, что конечная коэффициентная ф-ция T_n, отвечающая данной связной диаграмме n-го порядка G, может быть получена из первонач. выражения T_n применением операции

$$R(G)=1+\sum_{2\leqslant m\leqslant n-1}\Delta(G_1)\dots\Delta(G_m)+\Delta(G),$$

причём сумма берётся по всем возможным разбиениям совокупности элементарных вершин $x_1, \dots, x_n$ (и соединяющих их линий) диаграммы G на поддиаграммы (обобщённые узлы) G_i:

$$G=G_1 * G_2 * \dots * G_m$$

($*$ — топологич. произведение). Операция Δ определяется следующим образом: для несвязных и слабосвязных (т. н. одночастично приводимых) диаграмм, а также сходящихся диаграмм $\Delta(G)=0$. Если к.-л. из поддиаграмм G_i совпадает с элементарной вершиной x_i, то $\Delta(G_i)=1$. Для слабосвязных расходящихся диаграмм

$$\Delta(G)=-M(G)\sum_m\Delta(G_1)\dots\Delta(G_m),$$

где символ M отвечает операции вычитания из исходного выражения $f(k)$ его $\omega(G)+1$ первых членов разложения в ряд Лорана (или Тейлора) $\{f(k)\}_\omega$ по внешней импульсной переменной k:

$$M(G)f(k)=\{f(k)\}_\omega,$$

причём степень ряда $\omega(G)$ равна степени расходимости импульсного фейнмановского интеграла, отвечающего диаграмме G.

Для иллюстрации рассмотрим диаграмму 4-го порядка (рис.), описывающую один из двухпетлевых вкладов

в *поляризацию вакуума* в квантовой электродинамике. Эта диаграмма $G=G_{1234}$ содержит две логарифмически расходящиеся поддиаграммы G_{124} и G_{234}, так что $\omega_{124}=\omega_{234}=0$. Диаграмма G в целом расходится квадратично $\omega(G)=2$. Поэтому в данном случае

$$R(G)=[1-M(G)](1+\Delta_{124}+\Delta_{234})=$$
$$=[1-M(G)](1-M_{124}-M_{234}).$$

Операторы M_{124} и M_{234} вычитают логарифмич. расходимости поддиаграмм G_{124} и G_{234}. Оператор $M(G)$ вычитает квадратичную расходимость диаграммы G в целом.

Как видно, при формулировке R-О. используются в основном топологич. понятия, а устранение расходимостей выполняется путём вычитания из первонач. формального выражения конечных отрезков рядов Тейлора по внешним импульсным переменным. Поэтому R-О. можно рассматривать как операцию вычитания расходимостей, к-рую можно реализовать без использования вспомогат. регуляризаций и употребления контрчленов. Такой взгляд отвечает подходу к УФ-расходимостям, основанному на переопределении произведения пропагаторов, рассматриваемых как обобщённые ф-ции в окрестности световых конусов.

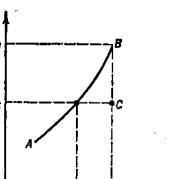
Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, § 29, 30; Завьялов О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979, гл. 2.

Д. В. Ширков.

РОСТ КРИСТАЛЛОВ — см. *Кристаллизация*.

РОСЫ ТОЧКА — темп-ра (τ), до к-рой должен охладиться воздух, чтобы находящийся в нём водяной пар достиг состояния насыщения (при данной *влажности воздуха* и неизменном давлении; рис.). При достижении Р. т. в воздухе или на предметах, с к-рыми он соприкасается, начинается конденсация водяного пара. Р. т. может быть вычислена по значениям темп-ры и влажности воздуха или определена непосредственно конденсац. гигрометром. При относит. влажности воздуха 100% ($r=1$) Р. т. совпадает с темп-рой воздуха (r определя-

ется отношением давления водяного пара к давлению пара, насыщающего воздух при той же темп-ре). При $r < 1$ Р. т. всегда ниже фактич. темп-ры воздуха. Так,



Положение точки росы на диаграмме зависимости давления P насыщения водяного пара от температуры T: AB — кривая насыщения водяного пара; $r = CD/BD = P_C/P_B$ — относительная влажность воздуха; τ_C — точка росы для водяного пара, находящегося в состоянии C (при температуре T_C и давлении P_C).

при темп-ре воздуха 15 °С и относит. влажности (%) 100, 80, 60, 40 Р. т. оказывается равной 15,0; 11,6; 7,3; 1,5 °С.

РОТА́ТОР [от лат. roto — вращаю(сь)] — механич. система, состоящая из материальной точки массы μ, удерживаемой с помощью невесомого жёсткого стержня на пост. расстоянии r от неподвижной в пространстве точки O — центра Р., или система таких точек, вращающихся вокруг общей оси с одинаковой частотой. В классич. механике возможное движение для Р.— вращение вокруг точки O. Энергия Р. $\mathscr{E} = M^2/2I$, где M — его момент кол-ва движения, I — *момент инерции*.

В квантовой механике состояния Р. характеризуются определёнными дискретными значениями квадрата орбитального момента кол-ва движения $M_l^2 = \hbar^2 l(l+1)$ и его проекции $M_{lz} = m\hbar$ на ось квантования z (l=0, 1, 2,...— орбитальное *квантовое число*, $m = l, l-1, \ldots, -l$ — магнитное квантовое число). Возможные значения энергии Р. $\mathscr{E} = \hbar^2 l(l+1)/2I$. Р. используется как идеализиров. модель при описании вращат. движения молекул и ядер. Так, вращат. уровни энергии молекулы как целого описываются ф-лой для энергии квантового Р.

РОТАЦИО́ННЫЕ СОСТОЯ́НИЯ ЯДЕР — см. *Вращательное движение ядра*.

РОТО́Н — *квазичастица*, соответствующая элементарному возбуждению в жидком ^{4}He в области больших импульсов p, где кривая энергетич. спектра возбуждений этой жидкости имеет минимум (см. рис. 3 в ст. *Гелий жидкий*). Вблизи минимума закон дисперсии Р. $\mathscr{E}(p)$ имеет вид

$$\mathscr{E}(p) \approx \Delta + (p - p_0)^2/2m.$$

Согласно данным по неупругому рассеянию нейтронов, «ротонная щель» $\Delta/k = 8{,}7$ К, соответствующий минимуму импульс $p_0 = 1{,}9 \cdot 10^8$ см$^{-1}\hbar$, а эфф. масса $m = 0{,}93 \cdot 10^{-24}$ г.

Р. с достаточной точностью подчиняются *Больцмана статистике*. Благодаря наличию «щели» вклад Р. в термодинамич. ф-ции ^{4}He экспоненциально падает при понижении темп-ры. Напр., число Р. в единице объёма N, ротонный вклад в теплоёмкость c и плотность нормальной компоненты ρ_n равны

$$N = \frac{2(mT)^{3/2}}{(2\pi)^{3/2}}\, p_0^2 \exp(-\Delta/T);\ c = n(3/4 + \Delta/T + \Delta^2 T^2),$$

$$\rho_n = (p_0/3T)n.$$

При темп-рах $T > 0{,}8$ — 1 К вклад Р. в термодинамич. ф-ции превышает вклад *фононов*. Два Р. с противоположно направленными импульсами образуют связанное состояние — б и р о т о н (орбитальный момент $L = 2$, энергия связи $\mathscr{E}_B/k \approx 0{,}25$ К), обнаруженное в экспериментах по *комбинационному рассеянию света*. Нагретые тела, помещённые в жидкий ^{4}He, испускают Р. и фононы, что позволяет создавать направленные пучки Р. и исследовать рассеяние Р. друг на друге.

Лит. см. при ст. *Сверхтекучесть*. *Л. П. Питаевский.*

РО́ТОР (от лат. roto — вращаю) (вихрь) — одна из осн. операций *векторного анализа*, сопоставляющая векторному полю $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$ др. векторное поле rot $\boldsymbol{a}$ (используются также обозначения $[\nabla \boldsymbol{a}]$, curl $\boldsymbol{a}$). Если точка $\boldsymbol{r}$ задана своими декартовыми координатами, $\boldsymbol{r} = \{x_1, x_2, x_3\}$, а вектор $\boldsymbol{a}$ — своими компонентами, $\boldsymbol{a} = \{a_1, a_2, a_3\}$, то rot$\boldsymbol{a}$ имеет компоненты

$$\text{rot}\,\boldsymbol{a} = \left\{ \frac{\partial a_3}{\partial x_2} - \frac{\partial a_2}{\partial x_3},\ \frac{\partial a_1}{\partial x_3} - \frac{\partial a_3}{\partial x_1},\ \frac{\partial a_2}{\partial x_1} - \frac{\partial a_1}{\partial x_2} \right\}.$$

Согласно *Стокса формуле*, Р. векторного поля определяет его циркуляцию $\oint \boldsymbol{a} d\boldsymbol{r}$ вдоль произвольной замкнутой кривой. Если $\boldsymbol{a}$ — распределение скоростей в движущейся жидкости, то значение вектора rot $\boldsymbol{a}$ в каждой точке совпадает с вектором угл. скорости вращения бесконечно малого элемента жидкости, включающего эту точку. Операция Р. обладает след. свойствами:

$$\text{rot}\,(\boldsymbol{a}+\boldsymbol{b}) = \text{rot}\,\boldsymbol{a} + \text{rot}\,\boldsymbol{b},\ \ \text{rot}\,(\varphi\boldsymbol{a}) = \varphi\,\text{rot}\,\boldsymbol{a} - [\boldsymbol{a}\,\text{grad}\,\varphi],$$

$$\text{rot grad}\,\varphi = 0,\ \ \text{div rot}\,\boldsymbol{a} = 0.$$

Если rot $\boldsymbol{a} \equiv 0$, то векторное поле $\boldsymbol{a}$ наз. безвихревым или п о т е н ц и а л ь н ы м. В этом случае существует скалярное поле φ (потенциал поля $\boldsymbol{a}$), такое, что $\boldsymbol{a} = -\text{grad}\,\varphi$, его можно выразить через объёмный интеграл $\varphi = \int dV \text{div}\,\boldsymbol{a}/4\pi r$, где r — расстояние от элемента объёма dV до точки, в к-рой разыскивается значение поля φ.

М. Б. Менский.

РО́УЛАНДА ОПЫТ — доказал, что *конвекционный ток* свободных зарядов на движущемся проводнике по своему магн. действию тождествен с током проводимости в покоящемся проводнике. Этот опыт, поставленный Г. Роулендом (H. Rowland) в 1878, сыграл важную роль в подтверждении ур-ний Максвелла для движущихся сред (см. *Электродинамика движущихся сред*) и справедливости частной (специальной) *относительности теории* (ОТ) применительно к эл.-магн. явлениям.

Согласно частной ОТ, при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой плотности заряда (ρ, ρ') и тока ($\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{j}'$) преобразуются след. образом:

$$\boldsymbol{j}_{\parallel} = \gamma\left(\boldsymbol{j}'_{\parallel} + \rho'\boldsymbol{u}\right);\ \boldsymbol{j}_{\perp} = \boldsymbol{j}'_{\perp};\ \rho = \gamma(\rho' + \boldsymbol{u}\boldsymbol{j}'/c^2), \qquad (1)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = u/c$; нештрихованные величины $\boldsymbol{j}$ и ρ относятся к лаб. системе координат, штрихованные ($\boldsymbol{j}'$, ρ') — к системе, движущейся относительно лабораторной с пост. скоростью $\boldsymbol{u} = c\boldsymbol{\beta}$; индексами $\parallel$ и $\perp$ обозначены компоненты векторов, направленные соответственно по $\boldsymbol{u}$ и перпендикулярно ей. При малых $\boldsymbol{u}$, $u \ll c$ ($\gamma = 1$) соотношения (1) принимают вид

$$\boldsymbol{j} \approx \boldsymbol{j}' + \rho'\boldsymbol{u} \approx \boldsymbol{j}' + \rho\boldsymbol{u};\ \rho = \rho' + \boldsymbol{u}\boldsymbol{j}'/c^2 \approx \rho' + \boldsymbol{u}\boldsymbol{j}/c^2. \qquad (2)$$

Первое равенство показывает, что если в системе покоя заряда ρ' в проводнике имеется ток проводимости, т. е. $\boldsymbol{j}' = \boldsymbol{j}_{\text{пров}}$, то при движении такого заряж. проводника в лаб. системе дополнительно к этому току появляется конвекц. ток $\boldsymbol{j}_{\text{своб}} = \rho\boldsymbol{u}$ свободных зарядов с плотностью $\rho = \rho_{\text{своб}}$. Этот конвекц. ток наблюдался и измерялся в Р. о. Полный ток был равен

$$\boldsymbol{j}_{\text{полн}} = \boldsymbol{j}_{\text{пров}} + \boldsymbol{j}_{\text{своб}},\ \ \boldsymbol{j}_{\text{своб}} = \rho_{\text{своб}}\boldsymbol{u}. \qquad (3)$$

Из второго равенства в (2) следует, что перемещение с пост. скоростью $\boldsymbol{u}$ незаряженного ($\rho' = 0$) проводника с током ($\boldsymbol{j}' = \boldsymbol{j}_{\text{пров}}$) приводит к появлению на нём в лаб. системе заряда с плотностью $\rho \approx \boldsymbol{u}\boldsymbol{j}_{\text{пров}}/c^2$. Это ещё одно важное следствие теории относительности.

Схема Р. о. состояла в следующем. Диэлектрич. диск (из эбонита или стекла) с позолоченными боковыми по-

верхностями вращался вокруг своей оси между заземлёнными обкладками конденсатора; на боковую поверхность диска наносились заряды, и их действие при вращении диска обнаруживалось с помощью чувствит. магн. стрелки. Опыт показал, что отклонение стрелки пропорц. нанесённому заряду [т. е. величине $\rho_{своб}$ в (3)] и угл. скорости вращения (величине ω); при изменении знака заряда или направления вращения диска на обратное отклонение магн. стрелки также меняется на противоположное.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Абрагам М., Беккер Р., Теория электричества, пер. с нем., т. 2 — Беккер Р., Электронная теория, Л.—М., 1941; Франкфурт У. И., Специальная и общая теория относительности, М., 1968; Меерович Э. А., Мееров и ч Б. Э., Методы релятивистской электродинамики в электротехнике и электрофизике, М., 1987. *С. Н. Столяров.*

РО́ША ПО́ЛОСТЬ — см. *Полость Роша.*

РО́ША ПРЕДЕ́Л — расстояние от планеты (звезды) до её спутника, ближе к-рого спутник разрушается приливными силами. При движении спутника по орбите вокруг планеты (звезды) сила её притяжения, действующая на элемент спутника, компенсируется центробежной силой только в его центре масс. Во всех др. точках спутника такого равенства нет, что и обусловливает приливную силу.

Р. п. назван по имени Э. Роша, поставившего и разрешившего (1847) [1] проблему равновесия жидкого, бесконечно малого (по размерам и массе), несжимаемого, однородного, самогравитирующего спутника, равномерно вращающегося в экваториальной плоскости планеты конечной массы (период осевого вращения спутника предполагался равным орбитальному периоду). Рош показал, что под действием приливных сил спутник приобретает эллипсоидальную форму и существует такое расстояние D от центра планеты, ближе к-рого спутник уже не может находиться в равновесии (разрывается приливными силами). Это расстояние (т. н. классич. Р. п.) зависит от радиуса планеты (R) и плотностей планеты и спутника (ρ и ρ'):

$$D = 2{,}45539(\rho/\rho')^{1/3}R.$$

Применяя результаты своих исследований к системе Сатурна, Рош пришёл к заключению, что кольца Сатурна должны состоять из мелких частиц, т. к. радиус наружного края внеш. кольца $\approx 2{,}2R$, т. е. меньше D (в предположении $\rho = \rho'$). В данном случае Рош пришёл к верному заключению, исходя из неверных предпосылок, т. к. Р. п. для твёрдого спутника может существенно отличаться от классич. Р. п.

Р. п. для твёрдых тел зависит от их размеров и прочности. При изучении Р. п. для таких тел выделяются два типа разрушения: пластическое (вследствие среза) и хрупкое (вследствие отрыва). Для хрупких тел наступление разрушения удовлетворительно описывается критерием наибольших нормальных напряжений, для пластичных — критерием наибольших касательных напряжений (см. *Прочности предел*). Применяя критерий наибольших касательных напряжений и полагая прочность тел $T = 10^9$ дин/см^2 (что соответствует прочности гранита), Х. Джефрис [2] определил макс. размер тел ($\approx$ 220 км), не разрушающихся при пролёте вблизи Земли. Однако этот размер может быть и меньше, если тело близко по структуре к хондритам (см. *Метеориты*) с $T \sim 10^6$—10^7 дин/см^2. Более поздние исследования [3] показали, в частности, что макс. радиус тел с $\rho' \leqslant (40/19)\rho$, не разрушающихся при движении по орбите вблизи поверхности планеты,

$$r_м = (57/8)T/G\pi\rho\rho',$$

а Р. п. для тел с радиусами более 30 км и $T = 10^6$ дин/см^2 составляет (1,35—1,38)R (при орбитальном движении) и (1,16—1,19)R (при свободном падении на поверхность планеты). Из-за наличия трещин и неоднородностей реальное тело разрушается сложным образом, и по мере приближения к планете возможно неоднократное дробление осколков.

Теория приливного разрушения тел позволяет, в частности, объяснить наличие близко расположенных (двойных) кратеров на современных поверхностях Земли, Луны и Марса. Земля и др. планеты образовались в результате объединения большого числа твёрдых допланетных тел (см. *Происхождение Солнечной системы*). Прежде чем упасть на растущую планету, допланетное тело испытывает неск. близких сближений с ней. Достаточно крупное тело может быть разрушено приливными силами, при этом его осколки падают в разные, но близко расположенные точки поверхности планеты, образуя двойные кратеры.

Приливные эффекты играют существ. роль также в двойных звёздных системах, в к-рых расстояния между звёздами сравнимы с их размерами (см. *Тесные двойные звёзды, Полость Роша*).

Лит.: 1) Roche E., Mémoire sur la figure d'une masse fluide, soumise à l'attraction d'un point éloigné, в кн.: Académie des sciences et lettres de montpellier. Mémoires de la Section des Sciences, v. 1—2, [P.], 1847—50; 2) Jeffreys H., The relation of cohesion to Roche's limit, «Monthly Notices Roy. Astron. Soc.», 1947, v. 107, № 3, p. 260; 3) Aggarwal H. R., Oberbeck V. R., Roche limit of a solid body, «Astrophys. J.», 1974, v. 191, p. 577. *В. В. Леонтьев.*

РТУТЬ (Hydrargyrum), Hg, — хим. элемент побочной подгруппы IV группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 80, ат. масса 200,59. Природная Р.— смесь 7 стабильных изотопов: ^{196}Hg, ^{198}Hg — ^{202}Hg, ^{204}Hg, в к-рой преобладают ^{202}Hg (29,80%) и ^{200}Hg (23,13%), а наименьшее содержание имеет ^{196}Hg (0,14%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^6d^{10}6s^2$. Энергии последоват. ионизации 10,438; 18,756; 34,2 эВ соответственно. Атомный радиус 0,160 нм, радиус иона Hg^{2+} 0,112 пм. Значение электроотрицательности 1,23.

В свободном виде и нормальных условиях Р.— серебристая тяжёлая легко испаряющаяся жидкость. Плотность жидкой Р. 13,546 кг/дм^3 (при 20 °С), твёрдой — 14,193 кг/дм^3 (—38,9 °С). Твёрдая Р. имеет ромбоэдрич. решётку, её постоянные $a = 0{,}3463$ и $c = 0{,}674$ нм. $t_{пл}$ = — 38,86 °С, $t_{кип}$ = 356,66 °С, уд. теплоёмкость c_p = 27,99 Дж/(моль·К), теплота плавления 2,295 кДж/моль, теплота испарения 59,20 кДж/моль. Динамич. вязкость 1,685 мПа·с (при 0 °С). Уд. электрич. сопротивление 0,947 мкОм·м, термич. коэф. электрич. сопротивления $0{,}89 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$. Темп-ра Дебая 357 К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 4,12 К. Поверхностное натяжение 471 мН/м (при 20 °С), термич. коэф. линейного расширения $41 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 195—234 К).

В хим. соединениях проявляет степени окисления +1 и +2. Химически малоактивна, при контакте с кислородом воздуха не окисляется. Пары ртути, а также соединения ртути (сулема $HgCl_2$ и др.) сильно ядовиты. Работать с Р. следует в хорошо вентилируемых помещениях, используя поддоны. Пролитую ртуть собирают сначала пипеткой с грушей, затем ватными тампонами. Окончат. уборку — демеркуризацию — можно проводить, используя, напр., 20%-ный водный раствор хлорида железа. Хранить Р. следует в стальных баллонах, снабжённых плотно завинчивающимися пробками. Слой воды на поверхности Р. не предотвращает попадания паров Р. в атмосферу.

Р. применяют для изготовления разл. приборов (термометров, манометров, нормальных элементов, полярографов и т. д.). Пары Р. используют в люминесцентных лампах. Р. служит рабочим телом в вакуумных насосах, в электрич. переключателях, выпрямителях. Жидкие ртутные катоды применяют при произ-ве щелочей и хлора. Широко используются сплавы Р. с металлами — амальгамы. Радиоакт. нуклид ^{203}Hg (β^--распад, $T_{1/2}$ = 46,7 сут) находит применение в качестве радиоакт. индикатора.

Лит.: Пугачевич П. П., Работа со ртутью в лабораторных и производственных условиях, М., 1972. *С. С. Бердоносов.*

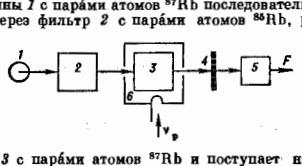
РУБИДИЕВЫЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ — разновидность *квантовых стандартов частоты* с оптич. *накачкой*, относится к классу вторичных стандартов. Существуют пассивный Р. с. ч. и активный Р. с. ч. на рубидиевом *квантовом генераторе*. В службе времени и технике преим. находят применение пассивные Р. с. ч. Относит. нестабильность частоты находится на уровне 10^{-13} за время порядка суток и 10^{-12} за время порядка неск. месяцев. Малогабаритные пассивные Р. с. ч. имеют объём 10^3 см³.

Активной средой в Р. с. ч. являются пары атомов ^{87}Rb. Используется переход $S^1/_2$, $F_1 = 1$, $m_F = 0 \nrightarrow S^1/_2$, $F_2 = 2$, $m_F = 0$ между подуровнями основного состояния атомов, невозмущённая частота к-рого равна $\nu_0 = 6834682614$ Гц. Зависимость частоты рабочего перехода от магн. поля квадратична и определяется выражением $\nu_B = \nu_0 + 0{,}08937\ H^2$ (Гц·А$^{-2}$·м^2). Из-за относительно низкой частоты рабочего перехода равновесная разность населённостей его подуровней невелика и не может уверенно наблюдаться обычными методами *радиоспектроскопии*.

В квантовом частотном дискриминаторе пассивного Р. с. ч. для увеличения отношения сигнала к шуму при индикации рабочего перехода используются оптич. накачка и индикация. Оптич. излучение соответствующего спектрального состава (содержащее D_1F_1- и D_2F_2-компоненты D_1- и D_2-линий в спектре излучения атомов ^{87}Rb) действует на атомы ^{87}Rb, переводя их с подуровней $S^1/_2$, F_1 основного состояния в возбуждённые состояния $P^1/_2$, $P^3/_2$, нарушая тем самым равновесное распределение атомов и существенно повышая разность населённостей подуровней рабочего перехода (населённость подуровней $S^1/_2$, F_2 растёт, а подуровней $S^1/_2$, F_1 уменьшается). Индикацию рабочего перехода ведут в этом случае по интенсивности света накачки, прошедшего через парá атомов рубидия. Действительно кол-во света, поглощённого в процессе накачки, зависит от числа атомов на подуровне $S^1/_2$, $F_1 = 1$, $m_F = 0$ рабочего перехода. Если в дополнение к свету накачки воздействовать одновременно на атомы рубидия резонансным СВЧ-излучением на частоте рабочего перехода, то оно будет стремиться выровнять населённости, т. е. увеличить населённость подуровня $S^1/_2$, F_1, $m_F = 0$. В свою очередь это приведёт к увеличению поглощения света накачки и уменьшению его интенсивности на выходе. Эта интенсивность оказывается зависящей от точности настройки частоты СВЧ-излучения на частоту рабочего перехода и, следовательно, может быть использована для его индикации.

В качестве источника света накачки в Р. с. ч. используют газоразрядную спектральную лампу с парáми ^{87}Rb. В спектре излучения такой лампы присутствуют как нужные для накачки D_1F_1- и D_2F_2-компоненты, так и препятствующие накачке D_1F_2- и D_2F_1-компоненты. Для устранения нежелательных компонентов свет спектральной лампы пропускают через фильтр, представляющий собой колбу с парáми атомов.

Структурная схема квантового дискриминатора Р. с. ч. приведена на рис. Свет накачки от газоразрядной лампы *1* с парáми атомов ^{87}Rb последовательно проходит через фильтр *2* с парáми атомов ^{85}Rb, рабочую



ячейку *3* с парáми атомов ^{87}Rb и поступает на фотоприёмник *4* с предварит. усилителем *5* на частоте вспомогат. фазовой модуляции *F*. Для уменьшения доплеровской ширины линии рабочего перехода рабочая ячейка содержит также смесь инертных газов при давлении неск. торр. Уменьшение уровня радиочастотной мощности на частоте ν достигается путём размещения рабочей ячейки в резонаторе 6.

Лит.: Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф., Квантовые стандарты частоты, М., 1968.

Е. Н. Базаров.

РУБИДИЙ (Rubidium), Rb, — хим. элемент 1 группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 37, ат. масса 85,4678, щелочной металл. Природный Р. — смесь двух изотопов: стабильного ^{85}Rb (72,165%) и слабо β⁻-радиоактивного ^{87}Rb (27,835%, $T^1/_2 = 4{,}88 \times 10^{10}$лет). Электронная конфигурация внеш. оболочки $5s^1$. Энергии последоват. ионизации 4,177; 27,5; 40,0; 52,6; 71,0 эВ соответственно. Атомный радиус 0,248 нм, радиус иона Rb^+ 0,149 нм. Значение электроотрицательности 0,89.

В свободном виде мягкий серебристо-белый металл, с кубич. объёмноцентриров. решёткой с параметром $a = 0{,}570$ нм. Плотность 1,5248 кг/дм³, $t_{пл} = 39{,}5$°С, $t_{кип} = 685$ °С. Уд. теплоёмкость $c_p = 31{,}09$ Дж/моль·К, теплота плавления 2,192 кДж/моль, теплота сублимации 88,59 кДж/моль. Уд. электрич. сопротивление 0,1125 мкОм·м (при 0°С), термич. коэф. электрич. сопротивления $4{,}7 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 0—25 °С). Парамагнетик, магн. восприимчивость $\chi = 0{,}198 \cdot 10^{-9}$. Темп-ра Дебая 55К. Теплопроводность 35,6 Вт/(м·К) (при 20 °С). Термич. коэф. линейного расширения $9 \cdot 10^{-5}$ К$^{-1}$ (при 0—30 °С).

Химически высокоактивен, на воздухе металлич. Р. воспламеняется. Степень окисления + 1. Хим. свойства Р. аналогичны свойствам калия, но Р. ещё более реакционноспособен.

Р. используют как материал для катодов в фотоэлементах, ртутных лампах, в гидридных топливных элементах. Парá Р. применяют в качестве активной среды в лазерах, в чувствит. магнитометрах. RbOH используют в щелочных низкотемпературных аккумуляторах. Соединения Р. вводят в состав спец. стёкол. В качестве радиоакт. индикатора обычно применяют ^{86}Rb (β⁻-распад и электронный захват, $T^1/_2 = 18{,}8$ сут).

С. С. Бердоносов.

РУБИН — кристалл Al_2O_3 (корунд) с небольшой добавкой ионов Cr^{3+}, замещающих в кристаллич. решётке корунда ионы Al и окрашивающих корунд в красный цвет (от розового до малиново-красного в зависимости от концентрации Cr). Темп-ра плавления 2050 °С. По механич. свойствам Р. близок к корунду (одному из самых твёрдых минералов). Первоначальное применение в технике получил как материал для часовых подшипников; производство искусств. Р. вначале было налажено для нужд часовой промышленности. В квантовой электронике Р. с 1958 используют в качестве активного вещества в *квантовых усилителях* и твердотельных лазерах. Применение Р. в квантовой электронике связано с особенностями спектра Cr^{3+} и с механич. прочностью.

Уровни энергии иона Cr^{3+} в кристаллич. решётке корунда отличаются от уровней свободного иона Cr^{3+}. *Внутрикристаллическое поле* $E_{кр}$ и *дефекты* кристаллич. решётки (в т. ч. механич. напряжения и тепловые колебания ионов) «размывают» уровни энергии Cr (рис. 1). Нек-рые уровни, напр. δ_3 и δ_4, превращаются в полосы. На положение др. уровней (напр., δ_2) электрич. поле влияет слабее, и их уширение незначительно. Переходы с основного уровня δ_1 на широкие полосы δ_3 и δ_4 со-

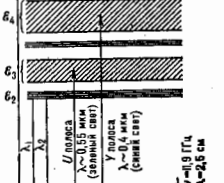


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона Cr^{3+} в рубине.

ответствуют поглощению зелёного и фиолетового света. Переходы с $\mathscr{E}_1$ на узкие уровни $\mathscr{E}_2$ не оказывают влияния на окраску кристалла, т. к. красный свет практически не поглощается. Т. о., положение и ширина полос поглощения $\mathscr{E}_3$ и $\mathscr{E}_4$ определяют красный цвет Р.

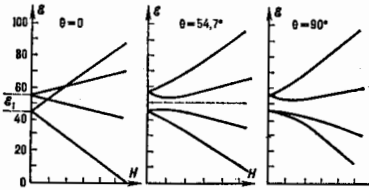


Рис. 2. Расщепление уровней иона Cr^{3+} в рубине в магнитном поле, направление которого параллельно кристаллографической оси кристалла ($\theta = 0$) и составляет с ней углы $\theta = 0$; 54,7° и 90°.

При обычных темп-рах практически все ионы Cr^{3+} находятся на двух нижних уровнях $\mathscr{E}_1$, отличаясь величиной проекции магн. момента на направление поля $E_{кр}$. Частота перехода между ними ν=11,9 ГГц. Каждый уровень иона Cr^{3+} в Р. дважды вырожден (противоположные знаки проекции магн. момента иона на $E_{кр}$). Магн. поле H дополнительно расщепляет каждый из уровней $\mathscr{E}_1$ на 2, величина расщепления зависит от величины поля H и его ориентации относительно кристаллографич. оси кристалла (рис. 2; см. *Зеемана эффект*). Т. о., в Р., находящемся в пост. поле H, образуются 4 уровня, переходы между к-рыми находятся в диапазоне СВЧ. Благодаря этому Р. может быть использован как трёхуровневая система в квантовых парамагн. усилителях. Применение Р. в квантовых усилителях обусловлено также большим временем его спин-решёточной *релаксации* при низких темп-рах и, следовательно, малой потребляемой мощностью *накачки*.

В лазере оптич. диапазона Р. накачивается светом от мощной лампы с широким спектром излучения, соответствующим переходам с уровней $\mathscr{E}_1$ на полосы $\mathscr{E}_3$, $\mathscr{E}_4$. Подавляющее большинство возбуждённых ионов

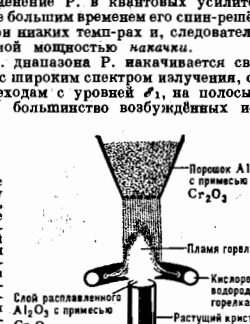


Рис. 3. Выращивание рубина по методу Вернейля. Смесь Al_2O_3 и Cr_2O_3 в виде пудры сыплется сверху на выращиваемый кристалл, верхняя кромка которого находится в пламени горелки с температурой 2050 °С, достаточной для плавления рубина. Кристалл постепенно опускают, и расплавленный слой смеси, выходя из пламени, кристаллизуется.

отдаёт часть своей энергии тепловым колебаниям кристалла и переходит на уровни $\mathscr{E}_2$, к-рые не заселены при комнатной темп-ре. Время жизни ионов на уровнях $\mathscr{E}_2$ достаточно велико (3,5 мс), и большинство ионов скапливается на них. При достаточно мощной накачке уменьшение населённостей уровней $\mathscr{E}_1$ и обогащение населённостей уровней $\mathscr{E}$ приводит к *инверсии населённостей* уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ и, следовательно, к генерации света с длиной волны λ_1 и λ_2 (рис. 1), что соответствует красному свету (см. *Твердотельный лазер*).

Искусств. монокристаллы Р. выращивают обычно по методу Вернейля в кислородно-водородном пламени (рис. 3; см. также *Монокристаллов выращивание*). Удаётся получить монокристаллы Р. в виде стержней диаметром до 5 см и метровой длины.

Лит. см. при ст. *Твердотельный лазер, Квантовый усилитель.*

РУПОРНАЯ АНТЕННА — антенна в виде отрезка *волновода*, расширяющегося к открытому концу. Это расширение улучшает согласование Р. а. с открытым пространством и увеличивает её эфф. площадь и угл. разрешение, поскольку увеличиваются размеры излучающего раскрыва, а фазовая скорость волны у раскрыва приближается к скорости света.

Параметры Р. а. определяются размером раскрыва, формой , длиной и конструкцией рупора. В зависимости от назначения используют секториальные, пирамидальные, конические, биконические рупоры и их сочетания с отражающими поверхностями и линзами (напр., в рупорно-параболич. *антенне*).

Р. а. применяют в СВЧ-диапазоне как самостоят. антенны, облучатели зеркальных антенн, элементы антенных решёток, а также в качестве антенн-зондов в измерит. установках.

Н. М. Цейтлин.

РУТЕ́НИЙ (Ruthenium), Ru, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 44, ат. масса 101,07, относится к платиновой группе *благородных металлов*. Природный Р. состоит из 7 изотопов: ^{96}Ru, ^{98}Ru — ^{102}Ru, ^{104}Ru, наиб. распространён ^{102}Ru (31,6%), наименее — ^{96}Ru (1,88%). Металлич. радиус 0,133 нм, радиус иона Ru^{4+} 0,062 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^24p^64d^75s^1$. Энергии последоват. ионизации соответственно равны 7,366; 16,76 и 28,47 эВ. Сродство к электрону 1,4 эВ. Значение электроотрицательности 1,42.

В свободном виде хрупкий блестящий серебристый металл, кристаллич. структура имеет гексагональную плотнейшую упаковку с параметрами a = 0,27057 нм и c = 0,42815 нм. Плотность 12,37 кг/дм^3 (по др. данным, 12,06 кг/дм^3), $t_{пл}$ = 2250 °С, $t_{кип}$ ок. 4100—4200 °С. Уд. теплота плавления 24 кДж/моль, теплота испарения 602 кДж/моль. Уд. теплоёмкость c_p = 24,1 Дж/моль·К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,47 К (при напряжённости магн. поля 0,578 А/м). Работа выхода электронов 4,6 эВ. Термич. коэф. линейного расширения $9{,}91 \cdot 10^{-6}$К$^{-1}$ (при 323 К). Уд. электрич. сопротивление 0,07427 мкОм·м (при 298 К), теплопроводность 116,3 Вт/(м·К). Магн. восприимчивость $0{,}427 \cdot 10^{-9}$ (при 293 К). Для отожжённого Р. твёрдость по Бриеллю 1790—2160 МПа. Модуль упругости 422—462,8 ГПа (по разл. данным), модуль сдвига 160—170 ГПа.

Р. химически малоактивен, в соединениях проявляет степени окисления от +2 до +8 (наиб. характерны +3, +4, +6 и +8). Р. (особенно полученный электроосаждением) способен адсорбировать значит. кол-во водорода.

Чистый Р. и его сплавы с др. платиновыми металлами применяют в качестве катализаторов хим. реакций, используют для защитного покрытия электрич. контактов. Сплавы Ru, Pt, Rh служат для изготовления фильер. Сплав Ru и Ir применяется при изготовлении высокотемпературных термопар. Нек-рые соединения Р. используют при варке стёкол. В качестве радиоакт. индикаторов применяют β-радиоактивные ^{103}Ru ($T_{1/2}$ =39,4 сут) и ^{106}Ru ($T_{1/2}$=367 сут), образующиеся в ядерных реакторах.

С. С. Бердоносов.

РЫТОВА МЕ́ТОД — см. *Плавных возмущений метод.*

РЭЛЕ́ЕВСКОЕ РАССЕ́ЯНИЕ — когерентное рассеяние света на оптич. неоднородностях, размеры к-рых значительно меньше длины волны λ возбуждающего света. В отличие от флуоресценции, происходящей с

частотами собств. колебаний электронов, возбуждённых световой волной, Р. р. происходит с частотами колебаний возбуждающего света. Интенсивность рассеиваемого средой света пропорциональна λ^{-4}. Эта зависимость установлена Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1871. Подробнее см. в ст. *Рассеяние света*.

РЭЛЕЯ ВОЛНЫ — *упругие волны*, распространяющиеся в твёрдом теле вдоль его свободной границы и затухающие с глубиной; разновидность *поверхностных акустических волн*. Их существование было предсказано Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1885. Примеры Р. в. — волны на земной поверхности, возникающие при землетрясениях, ультразвуковые и гиперзвуковые поверхностные волны в твёрдых телах, широко применяемые в современных физ. исследованиях и технике.

В плоской Р. в. в одном изотропном упругом полупространстве имеются две компоненты смещения (рис.),

Схематическое изображение волны Рэлея, распространяющейся в направлении оси x вдоль свободной границы твёрдого тела, перпендикулярной оси z; u, w — компоненты колебательного смещения частиц среды; эллипс — траектория их движения.

одна из к-рых u направлена вдоль направления распространения волны (ось x), а другая w — перпендикулярно свободной границе в глубь пространства (направление оси z с началом на границе), причём

$$u = Ak\left(e^{-qz} - \frac{2qs}{k^2+s^2}e^{-sz}\right)\sin(kx-\omega t),$$

$$w = Aq\left(e^{-qz} - \frac{2k^2}{k^2+s^2}e^{-sz}\right)\cos(kx-\omega t),$$

где t — время, ω — круговая частота, $q = \sqrt{k^2 - k_t^2}$, $s = \sqrt{k^2 - k_l^2}$, k — волновое число Р. в., k_t, k_l — волновые числа продольных и поперечных волн соответственно, A — произвольная постоянная.

Толщина слоя локализации Р. в. составляет от λ до 2λ, где λ — длина волны. На глубине λ плотность энергии в волне $\approx 0{,}05$ плотности у поверхности. Движение частиц в Р. в. происходит по эллипсам, большая полуось к-рых перпендикулярна поверхности, а малая — параллельна направлению распространения волны. Эксцентриситет эллипсов зависит от расстояния до поверхности и от коэф. Пуассона ν упругой среды.

Фазовая скорость Р. в. c_R меньше фазовых скоростей c_l и c_t продольных и поперечных волн и определяется из ур-ния

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3-2\xi_S^2)\eta^2 - 16(1-\xi_S^2) = 0,$$

где $\eta = c/c_t$, $\xi = c_l/c_t$. Р. в. соответствует вещественный корень этого ур-ния, значения к-рого для твёрдых сред заключены между 0,874 и 0,955. Приближённое выражение для него $\eta = (0{,}87 + 1{,}12\nu)/(1+\nu)$. Р. в. распространяются без дисперсии, их фазовая скорость равна групповой.

В анизотропных средах структура и свойства Р. в. зависят от типа анизотропии и направления распространения волн. Р. в. могут распространяться не только по плоской, но и по криволинейной свободной поверхности твёрдого тела. При этом меняются их скорость, распределение смещений и напряжений с глубиной, а также спектр допустимых частот, к-рый из непрерывного может стать дискретным, как, напр., для случая Р. в. на поверхность сферы.

Иногда под Р. в. понимают волны не только на свободной границе твёрдого тела, но также поверхностные волны более общего типа, возникающие на границе твёрдого тела с жидкостью и на границе системы твёрдых или жидких слоёв с полупространством.

Р. в. широко используются во всех областях науки и техники. Напр., низкочастотные (10^{-2}—10 Гц) Р. в. применяют в сейсмологии для регистрации землетрясений и в сейсморазведке. В УЗ-диапазоне частот Р. в. используются для всестороннего контроля поверхностного слоя образца: исследования характеристик поверхностного слоя, выявления поверхностных и околоповерхностных дефектов (см. *Дефектоскопия*), определения остаточных напряжений поверхностного слоя металла, термич. и механич. свойств поверхностного слоя образца. Гиперзвуковые (10^8—10^{10} Гц) Р. в. широко используются в акустоэлектронике при создании преобразователей электрич. сигналов, ультра- и гиперзвуковых линий задержки, усилителей эл.-маги. колебаний и систем для обработки информации.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 3, § 24; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. 1, § 6; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона и Р. Терстона, пер. с англ., т. 7, М., 1974, гл. 4; Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981. *И. А. Викторов.*

РЭЛЕЯ ДИСК — прибор для абсолютного измерения *колебательной скорости частиц* в акустич. волнах, распространяющихся в газах и жидкостях. Р. д. представляет собой тонкую круглую пластинку из лёгкого металла или слюды, подвешенную на длинной тонкой (обычно кварцевой или металлической) нити и снабжённую зеркальцем для измерения его поворота вокруг вертикальной оси. Поворот Р. д. вызывается вращающим моментом M, обусловленным действием средних по времени гидродинамич. сил при обтекании его потоком (см. *Бернулли уравнение*). Поскольку величина квадратично зависит от скорости потока, Р. д. чувствителен как к пост. потокам, так и к знакопеременному полю скоростей в акустич. волне. Действие момента M уравновешивается упругостью нити по отношению к закручиванию.

Величина колебат. скорости v определяется по ф-ле: $v = \sqrt{3\pi\theta/4\rho r^3 \sin 2\theta_0}$, где θ — малый угол, на к-рый поворачивается диск и к-рый наблюдают по отклонению отражённого от зеркальца светового луча, ρ — плотность среды, θ_0 — угол между нормалью к диску до включения звука и направлением колебат. скорости, коэф. упругости кручения нити $\tau = 4\pi^2 M/T^2$ определяется по периоду T свободных колебаний и моменту инерции M Р. д., r — радиус диска, к-рый должен быть много меньше длины волны звука λ. Р. д. обычно устанавливают под углом $\theta_0 = 45°$, т. к. при этом его чувствительность максимальна. Чувствительные Р. д. позволяют определять малые колебат. скорости $v \sim 0{,}1$ см/с. В *звуковых полях*, где имеют место простые соотношения между колебат. скоростью, звуковым давлением p и интенсивностью звука I (напр., в поле плоской волны), Р. д. пользуются для определения p и I.

К недостаткам Р. д. как приёмникам звука относится его инерционность. Р. д. подвержен влиянию пост. потоков, как конвекционных, так и возникающих в звуковом поле, что снижает точность измерений. Применение Р. д. ограничено областью звуковых и низких УЗ-частот из-за необходимости соблюдения условия $r \ll \lambda$. При измерениях в воде нужно учитывать поправку на *присоединённую массу* и на увлечение Р. д. потоком.

Лит.: Беранек Л., Акустические измерения, пер. с англ., М., 1952; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962. *И. П. Голямина.*

РЭЛЕЯ ЗАКО́Н НАМАГНИ́ЧИВАНИЯ — установленная эмпирически Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh, 1887) зависимость намагниченности M (или магн. индукции B) ферромагнетика от напряжённости внеш. магн. поля H в области $H \ll H_c$ (где H_c — *коэрцитив-*

ная сила материала). Для кривой начального *намагничивания* Р. з. н. имеет вид

$$M=\varkappa_{обр}H\pm RH^2,$$

где $\varkappa_{обр}$ — обратимая *магнитная восприимчивость*, R — постоянная Рэлея, знак «+» соответствует $H>0$, знак «—» $H<0$.

Установившаяся петля *гистерезиса магнитного*, согласно Р. з. и., описывается ур-нием

$$M=(\varkappa_{обр}+RH_m)H\pm(R/2)\left(H^2-H_m^2\right),$$

где знак «+» перед вторым слагаемым соответствует восходящей ветви гистерезиса, а знак «—» — нисходящей, H_m — макс. значение магн. поля. Эти закономерности выполняются не только вблизи размагниченного состояния, но и любого др. состояния на плоскости (M, H) при условии, что H, $H_m \ll H_c$. При этом параметры $\varkappa_{обр}$ и R для разных состояний имеют разные значения. Коэф. $\varkappa_{обр}$ характеризует линейную, обратимую часть процесса намагничивания, связанную с обратимыми смещениями *доменных стенок*. Для размагниченного состояния $\varkappa_{обр}$ совпадает с обратимой начальной восприимчивостью $\varkappa_a$. Постоянная R определяет вклад в намагниченность необратимых смещений доменных стенок. Необходимое условие для выполнения Р. з. н.— медленное, квазистатич. изменение магн. поля, сводящее к минимуму эффекты, связанные с магн. последействием (*магнитной вязкостью*). Р. з. н., как показал Е. И. Кондорский (1938), может быть выведен теоретически из рассмотрения процессов намагничивания с учётом статистич. распределения критич. полей смещения доменных стенок.

Лит.: Полванов К. М., Ферромагнетики, М.—Л., 1957; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

А. С. Ермоленко.

РЭЛЕ́Я ИНТЕРФЕРО́МЕТР — см. *Интерферометр Рэлея*.

РЭЛЕ́Я КРИТЕ́РИЙ — условие, введённое Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh), согласно к-рому изображения двух близлежащих точек можно видеть раздельно, если расстояние между центрами дифракц. пятен каждого из изображений не меньше радиуса первого тёмного дифракц. кольца. Подробнее см. в ст. *Разрешающая способность*.

РЭЛЕ́Я ЧИСЛО́ — *подобия критерий*, характеризующий отношение потока тепла в жидкости или газе за счёт подъёмной (архимедовой) силы, возникающей вследствие неравномерности поля темп-ры у поверхности тела, к теплопроводности среды; Р. ч.

$$Ra=gl^3\beta\Delta T/\nu a,$$

где g — ускорение свободного падения, l — характерный размер, β — температурный коэф. объёмного расширения среды, ΔT — разность темп-р поверхности тела и среды, ν — коэф. кинематич. вязкости, a — коэф. температуропроводности среды. Р. ч. представляет собой произведение *Грасгофа числа* и *Прандтля числа*:

$$Ra=Gr\cdot Pr.$$

Смысл введения Р. ч. наряду с числом Грасгофа при рассмотрении свободноконвективного теплообмена связан с тем обстоятельством, что, как показывают численные решения ур-ний вязкой теплопроводной среды и ирямые эксперим. исследования, для газов и неметаллич. жидкостей безразмерный коэф. теплообмена — *Нуссельта число* (Nu) — определяется именно произведением чисел Грасгофа и Праидтля, т. е.

$$Nu=f(Ra).$$

В большинстве случаев такая зависимость имеет вид степенной ф-ции $Nu=cRa^n$. При этом показатель степени n зависит от режима течения в среде, определяемого Р. ч., а коэф. c также от геометрии рассматриваемой системы. Р. ч. широко используется при описании процессов тепломассопереноса, происходящих на борту космич. аппаратов при орбитальном полёте, т. е. в условиях микрогравитации.

Лит.: Теория теплообмена. Терминология, М., 1971; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975.

Н. А. Анфимов.

РЭЛЕ́Я — ДЖИ́НСА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ — закон распределения энергии в спектре излучения *абсолютно чёрного тела* в зависимости от темп-ры:

$$u_\nu=(8\pi\nu^2/c^3)kT,$$

где u_ν — плотность излучения на частоте ν. Р.— Д. з. и. выведен Дж. У. Рэлеем (J. W. Rayleigh) в 1900 из классич. представлений о равномерном распределении энергии по степеням свободы. В 1905—09 Дж. Джинс (J. Jeans), применив методы классич. статистич. физики к волнам в полости, пришёл к той же ф-ле, что и Рэлей. Р.— Д. з. и. хорошо согласуется с экспериментом лишь для малых ν (в ДВ-области спектра). С ростом ν энергия излучения по Р.— Д. з. и., вопреки опыту, должна неограниченно расти, достигая чрезвычайно больших значений в далёкой УФ-области спектра (т. н. У Ф - к а т а с т р о ф а). Распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела, справедливое для всего спектра, получается только на основе квантовых представлений и описывается *Планка законом излучения*, частным случаем к-рого и является Р.— Д. э. и. Применяют Р.— Д. з. и. при рассмотрении ДВ-излучения, когда не требуется высокая точность вычислений.

Лит.: Планк М., Теория теплового излучения, пер. с нем., Л.—М., 1935; Борн М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970.

М. А. Ельяшевич.

САВА́Р — устаревшая единица частотного интервала. Названа в честь Ф. Савара (F. Savart). 1 С. равен частотному интервалу с таким отношением f_2/f_1 граничных частот, что $\lg f_2/f_1=0{,}001$; при этом $f_2/f_1=1{,}0023$. 1 С. $=3{,}32\cdot10^{-3}$ *октавы* $=3{,}98$ *цента*. Применяется для измерения интервалов высоты звука.

САДО́ВСКОГО ЭФФЕ́КТ — возникновение вращат. механич. момента у тела, облучаемого эллиптически поляризованным светом. Как показал впервые А. И. Садовский (1888), эллиптически поляризованная световая волна обладает моментом импульса, плотность потока к-рого в вакууме равна: $\boldsymbol{M}=|[\boldsymbol{EA}]|=Iq/\omega$, где I— яркость светового пучка (модуль вектора Пойнтинга), q — степень эллиптичности (см. *Стокса параметры*), ω — угл. частота световой волны, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость её электрич. поля, $\boldsymbol{A}$ — вектор-потенциал эл.-магн. поля волны. С квантовой точки зрения существование момента импульса световой волны связано с тем, что при эллиптич. поляризации вероятности ориентации спина фотона в направлении его движения и навстречу ему не одинаковы (для одного фотона $M=h/2\pi$). Величина С. э. очень мала. Так, для видимого света ($\omega=4\cdot10^{15}c^{-1}$), поляризованного по кругу ($q=1$) и по яркости равного яркости прямого света Солнца, $M=3\cdot10^{-19}$ дин/см. Для поляризованных по кругу сантиметровых волн ($\omega=10^{10}c^{-1}$) $M=10^{-3}$ дин/см при $I=1$ Вт/см². Несмотря на это, С. э. наблюдался экспериментально как для видимого света, так и для сантиметровых волн. Особенно большую роль С. э. играет в процессах излучения и поглощения света атомами и молекулами, где его существование в значит. степени

определяет правила квантования (напр., правила Бора, см. *Атомная физика*).

С теоретич. точки зрения, существование С. э. позволяет применить к явлениям взаимодействия эл.-маги. волн с веществом закон сохранения момента количества движения.

Лит.: Соколов А. А., Введение в квантовую электродинамику, М., 1958; Розенберг Г., Наблюдение спинового момента сантиметровых волн, «УФН», 1950, т. 40, в. 2, с. 328. *Г. В. Розенберг.*

САМА́РИЙ (лат. Samarium), Sm,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 62, ат. масса 150, 36, относится к *лантаноидам*. Природный С.— смесь 7 изотопов: ^{144}Sm, ^{147}Sm — ^{150}Sm, ^{152}Sm, ^{154}Sm, в к-рой преобладает ^{152}Sm (26,7%), а наименее представлен ^{144}Sm (3,1%). ^{147}Sm и ^{148}Sm α-радиоактивны ($T_{1/2}$ = 1,06·10^{11} и 7·10^{15} лет соответственно). Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^6s^2p^6s^2$. Энергии последовательной ионизации 5,63; 11,07; 23,4 эВ соответственно. Металлич. радиус атома Sm 0, 181 нм, радиус иона Sm^{3+} 0,097 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

В свободном виде серебристый металл. При низких темп-рах устойчив α-Sm с ромбоэдрич. кристаллич. структурой, параметры решётки a = 0,3626 нм и c = 2,618 нм. При высоких темп-рах устойчив β-Sm с объёмноцентрированной кубич. структурой с параметром решётки a = 0,407 нм. Темп-ра перехода α ↔ β 917°С (по др. данным, 855 °С). Плотность α-Sm 7,537 кг/дм^3, β-Sm 7,40 кг/дм^3, $t_{пл}$ = 1072 °С, $t_{кип}$ ок. 1800°С. Уд. теплоёмкость c_p = 29,5 Дж/(моль·К), теплота плавления 8,61 кДж/моль. Темп-ра Дебая 148 К. Теплопроводность металлич. Sm 13,3 Вт/(м·К), коэф. линейного расширения 10,4·10^{-6} К$^{-1}$ (при 298 К). Уд. электрич. сопротивление 1,05 мкОм·м (при 293 К), термич. коэф. электрич. сопротивления 1,48·10^{-3} К$^{-1}$ (при 273—373 К). С.— парамагнетик, магн. восприимчивость 8,49·10^{-9}. Тв. по Бриеллю С. чистотой 99,5% 343—441 МПа, модуль нормальной упругости 34,1 ГПа, модуль сдвига 126,5 ГПа.

В соединениях проявляет степень окисления +3 и, реже, +2. По хим. свойствам аналогичен др. лёгким лантаноидам. Интерметаллич. соединение $SmCo_5$ характеризуется высокими точкой Кюри (997 К) и намагниченностью насыщения (0,965 Тл при комнатной темп-ре) и используется как материал пост. магнитов. Металлич. С. применяют для изготовления электрич. ствртеров. С. характеризуется высоким эфф. сечением захвата тепловых нейтронов (для природного С. 5,6·10^{-25} м^2, для ^{149}Sm 5·10^{-24} м^2), поэтому его используют в нейтронных детекторах. В качестве радиоакт. индикатора применяется β$^-$-радиоактивный ^{153}Sm ($T_{1/2}$ = 46,7 ч).

С. С. Бердоносов.

САМОВОЗБУЖДЕ́НИЕ КОЛЕБА́НИЙ — самопроизвольное (без внеш. воздействия) возникновение колебаний в колебат. системе при неустойчивом состоянии равновесия последней. С. к. происходит под влиянием малых нач. отклонений системы от состояния равновесия, неизбежно существующих вследствие *флуктуаций*; возникшие колебания нарастают, и в системе могут установиться *автоколебания*, к-рые поддерживаются за счёт энергии того или иного источника.

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛН — изменение характеристик волнового процесса вследствие инициируемых им разл. нелинейных явлений в среде. В узком смысле термин «С. в.» применяется к однокомпонентным системам с безынерционной нелинейностью. Рассмотрим, напр., ур-ние для простых волн:

$$u_t+(V+u)u_x=0. \qquad (1)$$

Решение этого ур-ния задаётся неявным соотношением: $u(x, t) = -V + u_0\{x - (u(x, t) + V)t\}$ с нач. условием $u(x, t = 0) = u_0(x)$. Пока нелинейные эффекты малы, $|u| \ll V$, это решение принимает вид: $u(x, t) = u_0(x - Vt)$. Следовательно, волна распространяется без искажения формы и с пост. групповой скоростью V. В общем случае $u_0 \neq$ const решение *Коши задачи* для ур-ния (1) существует только в течение конечного времени: рост нелинейности (слагаемого uu_x) ведёт к деформации профиля волны, а в дальнейшем — к её опрокидыванию. Аналогично в случае нелинейного ур-ния теплопроводности

$$T_t=\nabla(T^\sigma\nabla T)+T^\beta \qquad (2)$$

при $\beta > \sigma + 1$ решение существует конечное время (т. н. *время обострения*), в течение к-рого возникает локализованная структура с убывающей шириной и неограниченно растущей амплитудой.

Как правило, в физ. задачах конечность времени существования или неограниченный рост решения связаны с пренебрежением к.-л. эффектами. Если, напр., учесть диссипативные процессы, добавив в правую часть (1) слагаемое au_{xx}, $a > 0$:

$$u_t+(V+u)u_x=au_{xx} \qquad (3)$$

(*Бюргерса уравнение*), то в этом случае конкуренция нелинейного увеличения крутизны профиля и его диссипативного сглаживания может давать решения с неизменным во времени профилем — *ударную волну* с конечной толщиной фронта. Кроме того, возникнут решения с убывающей амплитудой.

В примерах (1), (2) С. в. вело к эффектам типа *опрокидывания фронта* или к *обострению профиля*. Однако в ряде случаев именно нелинейные процессы ограничивают развитие неустойчивости. Напр., обобщённое ур-ние Гинзбурга — Ландау

$$u_t=-u_{xxxx}-2u_{xx}+(\beta-1)u-u^3 \qquad (4)$$

при $0 < \beta < 1$ имеет единственное однородное решение: $u = 0$, к-рое неустойчиво по отношению к возмущениям типа $\sim \exp(ikx)$ с волновыми векторами $k \in (\sqrt{1-\sqrt{\beta}}, \sqrt{1+\sqrt{\beta}})$. С. в., описываемое слагаемым ($-u^3$) в (4), ограничивает рост амплитуды возмущений, и в системе устанавливается стационарная пространственно-периодич. структура.

Строго говоря, однокомпонентные системы с самовоздействием — это приближённое описание многокомпонентных систем, в к-рых характерные времена эволюции разл. степеней свободы сильно различаются. Напр., в *нелинейной оптике* безынерционная нелинейность для сильной световой волны формируется быстрыми поляризац. процессами в среде, инициируемыми самой световой волной. В общем случае временем задержки отклика среды на волновой процесс пренебрегать нельзя. При этом говорят об инерционной нелинейности или о нелинейной многокомпонентной системе. Пример — ур-ние Курамото — Цудзуки (двухкомпонентная система):

$$w_t=w+(1+iC_1)w_{xx}-(1+iC_2)|w|^2w, \qquad (5)$$

описывающее поведение многих систем в окрестности бифуркац. значений параметров (см. *Бифуркация*). Здесь w — комплекснозначная ф-ция, а C_1 и C_2 — действительные числа. При подходящем выборе коэффициентов ур-ние (5) допускает как простейшие, стационарные решения, так и более сложные, вплоть до стохастических (т. н. диффуационный *хаос*). Конкуренция диссипативных процессов и эффектов С. в. (в указанном смысле) ведёт к усложнению динамики системы. Физ. пример инерционного С. в.— тепловая дефокусировка лазерного излучения, обусловленная изменением показателя преломления среды при её нагреве излучением (см. *Самодефокусировка света*).

Лит.: Качмарек Ф., Введение в физику лазеров, пер. с польск., М., 1981; Математическое моделирование. Сб. ст., М., 1986; Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г., Автоволновые процессы, М., 1987; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988. *Н. А. Кудряшов.*

САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТА — эффекты изменения характера распространения света в нелинейной среде, обусловленные зависимостью свойств среды от его интенсивности. Существуют два типа С. с., связанные с разл. влиянием мощного оптич. излучения на показатель преломления. В одном случае в нелинейной среде показатель преломления n (его действит. часть) является ф-цией интенсивности I и волна бежит с др. фазовой скоростью v, чем в линейной среде: $v = c/n(I)$. В поле ограниченной волны такая среда становится неоднородной и возникает явление нелинейной рефракции (искривления) лучей, приводящее к *самофокусировке света* или *самодефокусировке света*. При прохождении через нелинейную среду волнового пакета (импульса) возникает самомодуляция фазы, к-рая при наличии дисперсии переходит в амплитудную. Фазово-модулированный импульс может испытать компрессию или декомпрессию. Благодаря самовоздействию оптич. импульсы могут распространяться в диспергирующей среде без расплывания в виде *солитонов* оптических. В кристаллах имеет место нелинейное вращение плоскости поляризации (см. *Нелинейная оптическая активность*).

Др. тип С. с. связан с нелинейным изменением мнимой части показателя преломления, т. е. с нелинейным поглощением. Оно может иметь квантовую природу — это двух-, трёх- и в общем случае *многофотонное поглощение*. В облачной среде оно связано с нагревом и испарением аэрозолей, с фотолизом поглощающих молекул и т. д. При нелинейном поглощении меняется закон затухания амплитуды волн с пройденным расстоянием (по сравнению с *Бугера — Ламберта — Бера законом*). Большой интерес представляют случаи индуцированного излучением просветления поглощающих сред (см. *Самоиндуцированная прозрачность*).

А. П. Сухоруков.

САМОВЫСТРАИВАНИЕ — *выстраивание* ансамблей атомов и молекул, образующееся без внеш. воздействий, а в результате, напр., *пленения излучения* (в плазме) и соударения частиц. И то и другое может быть по разным причинам анизотропным, что приводит к С. атомов (молекул) в определ. квантовых состояниях.

При пленении излучения его анизотропия приводит к выстраиванию состояния, возбуждённого этим излучением. В произвольной точке объёма, занятого плазмой, можно выделить два направления с экстремальными интенсивностями излучения (в цилиндрич. разрядной трубке оно максимально параллельно оси, а в направлении, перпендикулярном оси и радиусу трубки, оно минимально) и наведённое им С. будет двуосным. Оно описывается тензором, гл. оси к-рого совпадают с осями симметрии распределения излучения. Ни в какой системе координат двуосное С. нельзя описать разностью населённостей зеемановских подуровней, в *матрице плотности* всегда останутся «когерентные» члены, связывающие состояния с разными магн. числами m. Но на оси трубки С. одноосно и его можно свести к продольному выстраиванию, адекватному разности заселённостей зеемановских подуровней.

Ещё один вид С. — скрытое выстраивание, связанное с тепловым движением частиц. Благодаря этому движению вероятность взаимодействия с излучением и вероятность столкновений для каждой частицы имеют неизотропное осесимметричное распределение, и в результате ансамбль атомов с заданным направлением теплового движения может оказаться выстроенным. В ср. по всему объёму скрытое С. не проявляется вследствие хаотичности теплового движения. Тем не менее локальное скрытое С. оказывает влияние на контур излучения (поглощения) спектральной линии, а через него — на количеств. характеристики пленения излучения и населённость уровней.

С., как и выстраивание вообще, разрушается магн. полем, не параллельным оси выстраивания (*Ханле эффект*). При этом меняются поляризац. характеристики излучения, а иногда и интенсивность. Эти изменения образуют т. н. сигналы выстраивания, позволяющие определять константы релаксации — радиац. распада, столкновит. разрушения выстраивания и др.

С. впервые было зарегистрировано в тлеющем разряде; его наблюдали также в короне и протуберанцах Солнца. Изучение поляризац. характеристик солнечного излучения позволило найти распределение маги. поля в солнечных пятнах и проследить за его изменением.

С. атомов наблюдалось в возбуждённых состояниях, но оно возможно и в осн. состоянии. Однако осн. состояния значит. части атомов элементов таблицы Менделеева не удовлетворяют необходимому для выстраивания условию, согласно к-рому квантовое число угл. момента должно быть не меньше единицы. См. также ст. *Интерференция состояний* и лит. при ней.

Лит.: Александров Е. Б., Хвостенко Г. И., Чайка М. П., Интерференция атомных состояний, М., 1991.

М. П. Чайка.

САМОДЕФОКУСИРО́ВКА СВЕТА — нелинейное расплывание высокоинтенсивного светового пучка, распространяющегося в нелинейной среде, показатель преломления к-рой уменьшается с ростом интенсивности поля:

$$n = n_0 + n_{нл}(|A|^2),\ n_{нл} < 0. \qquad (1)$$

Здесь A — комплексная амплитуда поля, n_0 — линейная часть показателя преломления среды, $n_{пл}$ — отрицат. нелинейная добавка к показателю преломления, конкретный вид к-рой зависит от механизма нелинейности среды. Если нелинейная добавка к показателю преломления положительна ($n_{нл} > 0$), то вместо дефокусировки развивается *самофокусировка света*.

При падении светового пучка, имеющего, напр., гауссово распределение амплитуды по поперечной координате r шириной a,

$$A = E_0 \exp(-r^2/a^2), \qquad (2)$$

нелинейная среда с показателем преломления (1) становится оптически неоднородной. В такой среде лучи испытывают нелинейную рефракцию, отклоняясь в область бо́льших значений показателя преломления, а именно, от оси пучка к периферии. Это и приводит к С. с., а слой нелинейной среды играет роль отрицат. (рассеивающей) линзы с фокусным расстоянием $F_{нл}$, зависящим от интенсивности (мощности) пучка. В зависимости от соотношения между фокусным расстоянием $F_{нл}$ и толщиной среды l, к-рую проходит свет, различают два случая — тонкой и толстой линзы.

Тонкая нелинейная линза. Если $F_{нл} > l$, то рефракция лучей внутри слоя мала (рис. 1), сечение пучка

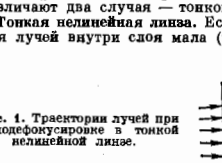


Рис. 1. Траектории лучей при самодефокусировке в тонкой нелинейной линзе.

при прохождении среды остаётся неизменным, а меняется лишь волновой фронт. В тоиком слое происходит нелинейный набег фазы:

$$\varphi_{нл} = lk_0 n_{нл}\left(E_0^2 \exp(-2r^2/a^2)\right), \qquad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, ω — частота.

Для гауссова пучка ф-ция $\varphi_{нл}$ представлена на рис.

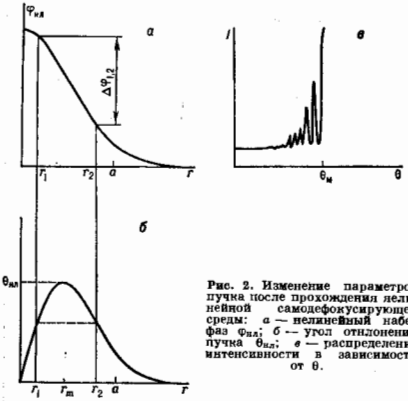


Рис. 2. Изменение параметров пучка после прохождения нелинейной самодефокусирующей среды: *а* — нелинейный набег фаз $\varphi_{нл}$; *б* — угол отклонения пучка $\theta_{нл}$; *в* — распределение интенсивности в зависимости от θ.

2, *а*. Лучи выходят из слоя под разными углами $\theta_{нл}$ (рис. 2, *б*):

$$\theta_{нл}(r)=\frac{1}{k_0}\frac{\partial\varphi_{нл}}{\partial r}=l\frac{\partial n_{нл}}{\partial r}. \qquad (4)$$

Наиб. отклонение испытывают лучи, выходящие из области макс. градиента наведённой поперечной неоднородности показателя преломления, расположенной на $r_m = a/2$. Под меньшими углами $\theta < \theta_m$ вдоль каждого направления идут два луча, интерферирующие между собой на большом удалении от нелинейной среды. В зависимости от разности фаз этих лучей $\Delta\varphi$ под к.-л. данным углом может наблюдаться минимум или максимум амплитуды — возникает характерная кольцевая структура (рис. 2, *в*, и рис. 4, *а*). Это явление наз. нелинейными аберрациями.

Первое тёмное кольцо образуется при $\Delta\varphi = \pi$, второе — при $\Delta\varphi = 3\pi$ и т. д. Второе светлое кольцо (внутри внеш. светлого кольца с угл. расходимостью $\theta_{нл}$) образуется при $\Delta\varphi = 2\pi$, а последующие — при $\Delta\varphi = 2\pi N$. Т. о., число дополнит. светлых колец в аберрац. картине дефокусировки равно

$$N=|\varphi_{нл}(0)-\varphi_{нл}(\infty)|/2\pi=\left|n_{нл}\left(E_0^2\right)\right|l/\lambda_в. \qquad (5)$$

Угл. расходимость дефокусированного пучка определяется ф-лой

$$\theta_{нл}=\theta(r_m)\simeq 1{,}3n_{нл}\left(E_0^2\right)l/a\simeq 4N\theta_{диф}, \qquad (6)$$

где $\theta_{диф} = 2/ka$ — *дифракционная расходимость* гауссова пучка.

Тонкую нелинейную линзу удобно характериаовать фокусным расстоянием:

$$F_{нл}=a/\theta_{нл}\simeq a^2/n_{нл}l\simeq l_д/4N, \qquad (7)$$

где $l_д = ka^2/2$ — дифракц. длина пучка или протяжённость зоны *Френеля дифракции*.

Т. о., с увеличением мощности пучка растёт его интенсивность E_0^2 на оси, растут $n_{нл}$ и $\theta_{нл}$, т. е. увеличивается эффект дефокусировки. Чем больше расходимость пучка, тем больше число аберрац. колец N. Дефокусировка пучка выражается в том, что с ростом мощности пучка амплитуда и интенсивность уменьшаются, а появление каждого нового тёмного кольца сопровождается изменением интенсивности в центре пучка в дальнем поле.

Толстая нелинейная линза. В толстом слое нелинейной среды пучок значительно расплывается уже внутри самого слоя и эффективная (интенсивная) дефокусировка идёт на расстоянии порядка $F_{нл} \ll l$. Для оценки $F_{нл}$ толстой линзы можно воспользоваться ф-лой (7), заменив толщину слоя l на $F_{нл}$, получая в результате выражение

$$F_{нл}=a\sqrt{n_0|n_{нл}\left(E_0^2\right)|}. \qquad (8)$$

Нелинейная расходимость пучка при внутр. дефокусировке, т. е. и толстом слое, равная $\theta_{нл} = \sqrt{n_{нл}/n_0}$, слабее зависит от мощности пучка, чем в тонком слое (6). Заметная дефокусировка наблюдается при $\theta_{нл} \gtrsim \theta_{диф}$, откуда можно определить порог этого эффекта.

На практике наиб. часто осуществляется тепловая С. с., обусловленная появлением $n_{нл}$ при нагреве среды в результате поглощения доли энергии светового пучка, $n_{нл} = (T - T_0)dn/dI$, где T_0 — равновесная темп-ра, T — темп-ра после нагрева, к-рая находится из ур-ния теплопроводности:

$$\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t}+v\frac{\partial T}{\partial x}\right)=\varkappa\Delta T-\frac{cn\alpha}{8\pi}|A|^2, \qquad (9)$$

где ρc_p — уд. теплоёмкость, $\varkappa$ — коэф. теплопроводности, α — коэф. поглощения, v — скорость конвективного движения среды (или пучка относительно среды) в направлении, перпендикулярном световому пучку вдоль оси x (рис. 3).

Рис. 3. Самоотклонение светового пучка навстречу поперечному движению нелинейной дефокусирующей среды.

Тепловая линза имеет конечное время релаксации, определяемое теплопроводностью в пучке $\tau_т = \rho c_p a^2/\varkappa$. Короткие импульсы ($\tau \ll \tau_т$), для к-рых $n_{нл} \simeq \simeq \alpha\int|A|^2dt$, испытывают нестационарную С. с., пропорциональную поглощённой энергии, а длинные ($\tau \gg \tau_т$) импульсы и непрерывное излучение — стационарную, $n_{нл} \approx \alpha E_0 a^3/\varkappa$. Кроме того, резко различаются случаи неподвижной среды ($v = 0$) и среды с поперечной конвекцией.

При стационарной тепловой дефокусировке в тонком неподвижном слое угол расходимости, фокусное расстояние и число дополнит. светлых колец определяются ф-лами, следующими из (5) и (6):

$$\theta_{нл}=\alpha\frac{dn}{dT}E_0^2al/\varkappa,\ F_{нл}=\varkappa/\alpha\theta\frac{dn}{dT}E_0^2l,$$
$$N=\alpha\left|\frac{dn}{dT}\right|E_0^2a^2l/\lambda_0\varkappa. \qquad (10)$$

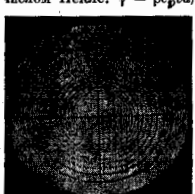
В толстом слое слабопоглощающей среды параметры дефокусированного пучка

$$F_{нл}\approx\left(\varkappa/\alpha\left|\frac{dn}{dT}\right|E_0^2\right)^{1/2};\ \theta_{нл}=a\left(\alpha\left|\frac{dn}{dT}\right|E_0^2/\varkappa\right)^{1/2}. \qquad (11)$$

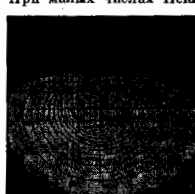
Ф-лы (10) и (11) можно получить с помощью теории подобия и размерностей, придав им вид универсальных законов. Прп переходе от гауссова пучка к др. пучкам изменяются только численные коэффициенты.

В движущейся дефокусирующей среде ($n_{нл} < 0$) тепловая дефокусировка проявляется в самоотклонении светового пучка при $\partial n/\partial T < 0$ навстречу поперечному потоку в более холодную часть

среды (рис. 4, *б*). (В среде $c\,\partial n/\partial T > 0$ пучок отклоняется в направлении потока.) Относительный вклад конвекции и термодиффузии в теплопередачу характеризуется числом Пекле: $\gamma = \rho c_p v a/\varkappa$. При малых числах Пекле



а



б

Рис. 4. Тепловая самодефокусировка пучка света аргонового лазера мощностью 60 мВт: *а* — после прохождения ячейки с неподвижным спиртом; *б* — отклонение пучка навстречу движущейся среде (стрелкой показано направление движения среды).

вклад конвективного теплопереноса незначителен и С. с. идёт практически так же, как и в неподвижной среде: центр пучка смещается на малый угол, пропорциональный скорости течения: $\theta_{откл} \propto \gamma\theta_{нл} \propto v$. Если скорость поперечной конвекции становится большой, то в выносе тепла из области пучка в направлении оси x осн. роль играет конвекция [член $v\partial T/\partial x$ в ур-нии (9)] и распределение темп-ры среды по поперечному сечению пучка становится несимметричным. В результате этого пучок смещается по оси x на угол $\theta_{откл} \propto \theta_{нл}/\gamma \propto v^{-1}$, к-рый сравним или даже больше угла дефокусировки. Поперечное сечение пучка на расстоянии приобретает характерную серповидную форму (рис. 3).

Тепловая С. с. является одним из осн. эффектов в оптике атмосферы. Она ограничивает предельные возможности передачи большой энергии или мощности на большие расстояния с помощью волновых пучков. В то же время тепловая С. с. используется в нелинейной спектроскопии, в частности для измерения коэф. поглощения α, скорости движения среды v, коэф. теплопроводности $\varkappa$ на основе измерения зависимостей угл. расходимости $\theta_{нл}$, угла самоотклонения $\theta_{откл}$ от этих параметров α, v, $\varkappa$ и др.

Более сложный вид С. с. приобретает в твёрдых телах из-за появления термоупругих напряжений, наведённого двулучепреломления и т. д.

Лит.: Akhmanov S. A., Khokhlov R. V., Sukhorukov A. P., Self-focusing, self-defocusing and self-modulation of laser beams, в кн.: Laser handbook, v. 2, Amst., 1972, p. 1151; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, 2 изд., М., 1990.

А. П. Сухоруков.

САМОДИФФУЗИЯ — частный случай *диффузии* в чистом веществе или растворе пост. состава, при к-рой диффундируют собств. частицы вещества. При С. атомы, участвующие в диффуз. движении, обладают одинаковыми хим. свойствами, но могут отличаться, напр., атомной массой, т. е. быть разными изотопами одного элемента. За процессом С. можно наблюдать, применяя радиоакт. изотопы или анализируя изотопный состав вещества на масс-спектрометре. Изменение изотопного состава n зависимости от времени описывается обычными ур-ниями диффузии, а скорость процесса характеризуется определ. коэф. диффузии. Диффуз. перемещения частиц твёрдого тела могут приводить к изменению его формы и др. явлениям, если на тело длительно действуют силы поверхностного натяжения, тяжести, упругие, электрич. силы и др. При этом наблюдаются сращивание приплифованных образцов одного и того же вещества, спекание порошков, растяжение тел под действием подвешенного к ним груза (диффуз. ползучесть материалов) и т.д. Изучение кинетики этих процессов позволяет определить коэф. С. вещества.

Лит. см. при ст. *Диффузия.*

САМОИНДУ́КЦИЯ (явление) — наведение вихревых электрич. полей в проводящих телах при изменении токов в этих же телах или их деформациях. Подробнее см. *Электромагнитная индукция.*

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРА́ЧНОСТЬ — эффект прохождения коротких мощных импульсов когерентного оптич. излучения без потерь энергии через среду, резонансно поглощающую непрерывное излучение или длинные импульсы. С. п. относится к когерентным резонансным эффектам: её наблюдение возможно только при условии, что длительность импульса ($\tau_и \ll \tau_р$) значительно меньше времён релаксации (для разреженных газов $\sim 10^{-7}$—10^{-9} с, для конденсиров. сред $\sim 10^{-11}$—10^{-12} с). В этом случае релаксац. процессы не успевают нарушить фазовые соотношения между полем и нестационарным резонансным откликом вещества, вследствие чего энергия, поглощённая средой на переднем фронте импульса с достаточно высокой интенсивностью, может быть полностью возвращена импульсу на его заднем фронте за счёт процессов индуциров. испускания. Тем самым С. п. принципиально отличается от просветления среды, связанного с некогерентным эффектом насыщения — выравниванием заселённостей основного и возбуждённого состояний (см. *Просветления эффект*). Эффект С. п. был предсказан С. Л. Мак-Коллом (McCall S. L.) и Э. Ханом (E. Hahn) в 1965 и наблюдался ими в 1967.

Возможность проявления С. п. обусловлена колебат. характером динамики квантовых переходов в резонансном поле в отсутствие релаксации (т. е. в течение времён $< \tau_р$, см. *Двухуровневая система*). Частицы вещества, первоначально находившиеся в ниж. энергетич. состоянии $|a\rangle$, под действием импульса когерентного эл.-магн. излучения, частота к-рого ω совпадает с частотой перехода между квантовыми уровнями a и b, переходят в когерентную суперпозицию состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$, поглощая при этом часть энергии поля. Т. к. предположительно когерентность взаимодействия не нарушается релаксац. процессами (т. к. $\tau_и \ll \tau_р$), то в определ. момент частицы оказываются в верх. состоянии $|b\rangle$, а затем постепенно переходят в ниж. состояние $|a\rangle$, возвращая полю в процессе индуцированного испускания запасённую ранее энергию. Под действием последующих частей импульса процесс обмена энергией между полем и веществом повторяется. Если амплитуда и длительность импульса таковы, что по его окончании все резонансные частицы оказываются в исходном невозбуждённом состоянии, то такой импульс проходит через среду без потери своей энергии.

В оптически тонких средах влияние вещества на поле невелико: оно сказывается лишь в небольшом изменении формы импульса. В частности, возможно появление неглубокой амплитудной модуляции с частотой Раби, определяемой амплитудой импульса на входе в среду (см. *Оптическая нутация*).

Эффект С. п. возникает в оптически плотных средах, когда влияние вещества на поле значительно, и представляет собой один из возможных режимов когерентного распространения коротких импульсов в резонансных средах. Его простейшее описание основано на использовании волнового ур-ния для медленно меняющейся амплитуды электрич. поля импульса $A(t, z)$ (полное поле $E = A\exp[-i(\omega t - kr)] + \text{к. с.}$) и ур-ний для матрицы плотности двухуровневой системы, записанных в предположении, что длительность импульса τ намного меньше времён продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации.

Режим прохождения импульса через резонансно поглощающую среду определяется его «площадью»

$$\theta(z) = \frac{2d_{ba}}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty} A(z,t)dt\,,$$

где d_{ba} — матричный элемент электрич. дипольного момента двухуровневой системы. Параметр $\theta(z)$ отра-

жает состояние среды в данной точке после прохождения импульса. В частности, при $\theta(z) = 2\pi n$ ($n = 0, 1, 2,\ldots$) процесс обмена энергией между полем и веществом заканчивается возвратом резонансных частиц в исходное невозбуждённое состояние. Для $\theta(z)$ справедлива т. н. теорема площадей, графическое представление к-рой дано на рис. 1. В случае, когда частота импульса

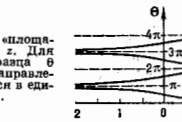


Рис. 1. Зависимость «площади» импульса θ от z. Для возбуждённого образца θ развивается в направлении — z (z измеряется в единицах πK^{-1}).

совпадает с центральной частотой ω_0, симметричной неоднородно уширенной линии, «теорема площадей» выражается ф-лой

$$\theta(z)=2\ \mathrm{arctg}\left[\mathrm{tg}\frac{\theta_0}{2}\exp(-Kz/2)\right],$$

где θ_0 — значение θ на входе в среду, $K = 4\pi^2 N\omega d^2_{ba} g(0)/ch$, N — плотность резонансных частиц, $g(0)$ — значение ф-ции распределения $g(\omega_0-\omega_{ba})$ собств. частот ω_{ba} в максимуме. Параметр K имеет смысл коэф. затухания слабых импульсов с $\theta \ll 1$.

Пропускание коротких импульсов средой зависит от их площади. При $\theta_0 < \pi$ импульсы затухают на расстоянии в неск. длин поглощения, равных K^{-1} (рис. 1, 2, слева). Режим С. п. реализуется, если входная площадь импульсов превышает пороговое значение $\theta_0 = \pi$.

Рис. 2. Эволюция формы импульса при распространении в поглощающей резонансной сфере: слева — при $\theta = 0{,}9\pi$; справа — при $\theta = 1{,}1\pi$. Начальная форма импульса — гауссова.

В этом случае по мере распространения импульса «площадь» его $\theta(z)$ стремится к ближайшему стабильному значению $2\pi n$ ($n = 1, 2, 3,\ldots$), т. е. формируются т. н. $2\pi n$-импульсы, проходящие через среду без потерь.

При $\pi < \theta_0 < 3\pi$ на расстояниях порядка неск. длин поглощения формируются стационарные 2π-импульсы, имеющие симметричную форму, к-рая при дальнейшем распространении не изменяется (рис. 2, справа). Такие импульсы представляют собой *солитоны* оптические. Форма солитона определяется ф-лой

$$A=\frac{\hbar}{d_{ba}\tau}\ \mathrm{sech}\left[\tau^{-1}(t-z/v)\right],$$

где v — групповая скорость распространения стационарного импульса, связанная с длительностью импульса τ; в отсутствие неоднородного уширения линии поглощения эта связь выражается ф-лой

$$v=c\left(1+4\pi N\omega d^2_{ba}\tau^2\hbar^{-1}\right)^{-1}.$$

Видно, что стационарные импульсы «бегут» со скоростью, меньшей скорости света c. Значение v уменьшается с увеличением коэф. поглощения K и длительности импульса и может отличаться от c на 3—4 порядка. Это замедление импульсов обусловлено пост. эфф. обменом энергией между полем и веществом и является характерной особенностью С. п.

Если $\theta_0 > 3\pi$, то одиночные входные импульсы разбиваются на соответствующее кол-во субимпульсов, что можно трактовать как процесс разбегания солитонов, каждый из к-рых в отдельности является 2π-импульсом.

Следует отметить, что при $\theta_0 < \pi$ в зависимости от формы входного импульса возможно формирование т. н. 0π-импульсов, нулевое значение площади к-рых достигается не за счёт поглощения всей энергии поля, а вследствие скачкообразных изменений фазы внутри импульса.

Проявление эффекта С. п. возможно и при двухфотонном поглощении, когда сумма частот падающего излучения $\omega_1 + \omega_2$ совпадает с частотой двухфотонного перехода в веществе ω_{ba} (см. *Многофотонное поглощение*). Напр., в вырожденном по частоте случае $2\omega = \omega_{ba}$ при условии $\sqrt{4Q^2_{ba} + q^2}\int_{-\infty}^{\infty} A^2(t)dt > \pi$ формируются импульсы, к-рые при распространении в среде не теряют своей энергии, однако длительность их всё время сокращается при соответствующем возрастании интенсивности. [Здесь Q_{ba} — матричный элемент двухфотонного перехода, q — константа динамич. штарковского сдвига частоты перехода, вызываемого электрич. полем импульса (см. *Штарка эффект* динамический)].

Экспериментальными критериями С. п. являются: пороговое возрастание прочности среды при увеличении интенсивности падающих импульсов, наличие временной задержки выходных импульсов и разбиение на субимпульсы при достаточно высоких значениях интенсивности.

Эффект С. п. наблюдался экспериментально в твёрдых телах и в газах [3].

С. п. представляет большой интерес для нелинейной оптики резонансных сред, физики солитонов, лазерной спектроскопии (в частности, для определения величин матричных элементов квантовых переходов).

Лит.: 1) McCall S. L., Hahn E. L., Coherent light propagation through an inhomogeneously broadened 2-level system, «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1965, v. 10, № 9, p. 1189; 2) их же, Self induced transparency by pulsed coherent light, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 908; 3) Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; 4) Полуэктов И. А., Попов Ю. М., Розенберг В. С., Эффект самоиндуцированной прозрачности, «УФН», 1974, т. 114, с. 97.

К. Н. Драбович.

САМОМОДУЛЯЦИЯ СВЕТА — самоиндуцированная фазовая или амплитудная модуляция (в пространстве или во времени) высокоинтенсивного оптич. излучения, распространяющегося в нелинейной среде. При падении на среду плоской монохроматич. волны самомодуляция развивается вследствие *параметрической неустойчивости*, в результате чего световой пучок разбивается на множество тонких нитей или на серию стационарных импульсов. Если волна первоначально имеет неоднородный профиль интенсивности, то в нелинейной среде сначала появляется фазовая С. с., к-рая затем ведёт к нелинейной трансформации амплитудного распределения. Пространственная фазовая С. с. проявляется в искажении волнового фронта и приводит к *самофокусировке света* или *самодефокусировке света*, если среда имеет достаточную протяжённость. Временная фазовая С. с. приводит к самокомпрессии и самораспыванию импульса.

Оптич. импульс $E = Ae\chi p(i(\omega t - kz)$ с нач. амплитудным профилем $A(t, z = 0) = E_0(t)$ (рис. 1, *а*) при распространении в нелинейной среде с показателем преломления $n = n_0 + n_2 |E|^2$ приобретает нелинейную фазовую добавку (рис. 1, *б*):

$$\varphi_{\text{нл}}=-k_0 z n_2 E_0^2(t-z/u_0). \qquad (1)$$

Здесь z — пройденное расстояние, $u_0 = (\partial k/\partial\omega)^{-1}$ — групповая скорость на несущей частоте ω_0, $k_0 = w_0/c$ —

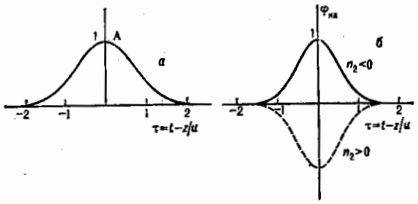


Рис. 1. Фазовая самомодуляция: *а* — амплитудный профиль; *б* — нелинейный набег фазы.

волновое число, n_2 — нелинейная добавка к показателю преломления. [Показатель преломления среды $n = n_0 + \Delta n(|E|^2)$, где $\Delta n(|E|^2)$ — наведённое световым полем изменение показателя преломления; если нелинейный отклик безынерционен, то $\Delta n(|E|^2) \equiv n_2|E|^2$.] Мгновенная частота такого импульса меняется на величину (рис. 2, *а*)

$$\Delta\omega_{нл}=\partial\varphi_{нл}/\partial t=-k_0 n_2 z\partial E_0^2(t-z/u)/\partial t. \qquad (2)$$

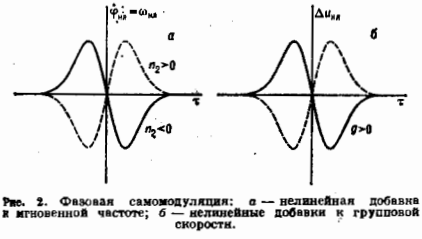


Рис. 2. Фазовая самомодуляция: *а* — нелинейная добавка к мгновенной частоте; *б* — нелинейные добавки к групповой скорости.

Фазовая модуляция при наличии зависимости показателя преломления $n(\omega)$ или фазовой скорости $v(\omega)$ от частоты вызывает амплитудную. Действительно, групповая скорость u в среде, обладающей заметной дисперсией, зависит от частоты:

$$u(\omega)=u(\omega_0)+\frac{\partial u}{\partial\omega_0}(\omega-\omega_0)+\ldots,\quad \frac{\partial u}{\partial\omega_0}=-u_0^2\frac{\partial^2 k}{\partial\omega_0^2}.$$

Т. о., в нелинейной диспергирующей среде разл. участки оптич. импульса имеют разные локальные групповые скорости, отличающиеся от групповой скорости в линейной среде на величину $\Delta u_{нл} = (\partial u/\partial\omega)\Delta\omega_{нл}$ (рис. 2, *б*), равную с учётом (2):

$$\Delta u_{нл}=k_0 z u_0^2 g\partial E_0^2(t-z/u)/\partial t,\ g=n_2\partial^2 k/\partial\omega_0^2. \qquad (3)$$

Если огибающая импульса имеет колоколообразную форму, напр. гауссову (рис. 3, *а*), то в среде с $g>0$ его фронт, где $\partial E_0^2/\partial t>0$, распространяется быстрее его вершины, где $\partial E_0^2/\partial t=0$, а хвост с $\partial E_0^2/\partial t<0$ — медленнее, т. е. происходит расплывание импульса, самодекомпрессия (рис. 3, *б*). В среде с параметром $g<0$ фронт идёт медленнее, а хвост быстрее вершины, вследствие чего происходит самокомпрессия. Точка самокомпрессии импульса длительностью T_0 расположена на таком расстоянии $l_к$ от входа в среду, на к-ром хвост догоняет вершину:

$$\frac{l_к}{u_0}-\frac{l_к}{u_0+\Delta u_{нл}}\simeq T_0.$$

Отсюда при $\Delta u_{нл}\ll u_0$ длина самокомпрессии

$$l_к=T_0 u_0^2/\Delta u_{нл}=T_0\left(-k_0 g E_0^2\right)^{-1/2}. \qquad (4)$$

В точке компрессии импульс сжимается до мин. длительности:

$$T_к=-\frac{\partial^2 k/\partial\omega^2}{T_0 k_0 n_2 E_0^2}. \qquad (5)$$

Для увеличения компрессии (т. е. получения малых $T_к$) часто выбирают две среды: первая с большой нелинейностью n_2, чтобы получить большую $\varphi_{нл}$, а вторая — с большой дисперсией нужного знака, $\partial^2 k_0/\partial\omega_0^2$. В точке компрессии образуется спектрально ограниченный импульс, обратная величина длительности к-рого равна частотной ширине импульса, вышедшего из нелинейной среды с фазой $\varphi_{нл}$.

Волна, имеющая пост. амплитуду E_0, распространяется в нелинейной среде с фазовой скоростью $v_{нл}=c/(n_0+n_2E_0^2)$. Если среда имеет нелинейный дисперсионный параметр $g<0$, то эта стационарная волна неустойчива, т. е. малые возмущения амплитуды и фазы в такой среде экспоненциально нарастают ($\sim e^{\gamma r}$) и волна приобретает амплитудно-фазовую модуляцию.

Наиб. инкремент имеют временные возмущения с масштабом модуляции $T_в$, таким, что $T_в = T_0 = T_к$. Тогда из (5) следует:

$$T_в=\left[\frac{-n_2(\partial^2 k/\partial\omega^2)}{n_2 E_0^2}\right]^{1/2}.$$

Т. о., стационарная волна разбивается на серию импульсов длительностью $T_в$.

Волновые пакеты в результате распадной неустойчивости разбиваются на совокупность *солитонов* оптических, а волновые пучки — на отд. нити.

Лит.: Карпман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Ахманов С. А., Высоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988.

САМООРГАНИЗАЦИЯ — самопроизвольное (не требующее внеш. организующих воздействий) установление в неравновесных диссипативных средах устойчивых регулярных структур (см. *Диссипативные структуры*). Первые исследования явления С. были проведены И. Р. Пригожиным и его коллегами в 1960-е гг.[1]. Процесс самопроизвольного формирования регулярных структур называют также процессом формообразования, а соответствующую область науки часто называют *синергетикой* [3].

Наиб. известный и наглядный пример С.— возникновение конвективных решёток (сотовой структуры конвекции) с шестигранными ячейками, я ч е й к а м и

Бенара, при подогреве горизонтального слоя жидкости снизу (см. *Бифуркация*). При подогреве снизу плоского слоя жидкости развивается т. н. конвективная неустойчивость, связанная с тем, что молекулярный теплоперенос не в состоянии обеспечить температурный баланс между нагретой ниж. поверхностью и охлаждённой верх. поверхностью слоя. Всплывающий в результате действия архимедовой силы нагретый (более лёгкий) элемент жидкости вытесняет холодную жидкость, заставляя её двигаться вниз. В результате в слое устанавливается стационарное вращение элементов жидкости, к-рое при визуализации выглядит как структура упорядоченно вложенных роликов или валов. Ориентация валов в достаточно большом горизонтальном слое произвольна и зависит лишь от случайных нач. условий. Характерный масштаб зависит от толщины слоя и параметров жидкости. В жидкостях, где существенна зависимость параметров от темп-ры, существующие на нач. этапе развития неустойчивости валы с раал. ориентацией в результате эффекта взаимной синхронизации образуют связанное состояние — решётку с шестигранными ячейками. Возбуждения с любыми др. масштабами (отличными от наблюдаемого) подавляются в результате конкуренции.

Параметры установившихся макроскопич. структур не зависят (в нек-рых пределах) от изменения нач. условий. Они определяются лишь свойствами неравновесной диссипативной среды (поля). В этом смысле такие диссипативные структуры естественно назвать а в т о с т р у к т у р а м и, подобно тому как установившиеся колебания в диссипативной системе с внеш. источником энергии называют *автоколебаниями*.

Др. пример С.— самопроизвольное образование спиральных волн в двумерном хим. реакторе, в к-ром протекает автокаталитич. реакция типа реакции Белоусова — Жаботинского (см., напр., [2]).

Теория С. представляет собой раздел нелинейной динамики неравновесных сред и основывается на сравнительно небольшом числе базовых моделей. Простейший (монотонный) процесс формообразования, установления статич. структур описывается т. н. г р а д и е н т н ы м и м о д е л я м и. Основная их особенность в том, что существует функционал, называемый функционалом свободной энергии, к-рый в процессе эволюции системы может только убывать, достигая при $t \to \infty$ минимума, соответствующего предельному статич. состоянию. В принципе, число таких минимумов, отвечающих структурам разл. типа, велико (мультистабильность); в неограниц. средах их может быть и бесконечное множество. В зависимости от нач. условий реализуется тот или иной статич. аттрактор системы. Так, напр., для ур-ния Свифта — Хоэнберга

$$\partial u/\partial t = u + \beta u^2 - u^3 - (1+\nabla^2)^2 u, \qquad (1)$$

где параметр β характеризует величину квадратичной нелинейности (являющейся, в частности, моделью конвекции Рэлея — Бенара в горизонтальной ячейке больших размеров при небольших надкритичностях: в этом случае β определяет, напр., степень зависимости вязкости от темп-ры), имеется неск. аттракторов, среди к-рых большой областью притяжения обладает аттрактор, соответствующий правильной решётке с шестигранными ячейками (абс. минимум функционала свободной энергии). В процессе формирования этой решётки в зависимости от нач. условий наблюдаются «метастабильные» структуры (рис. 1).

Помимо подобных структур (типа решёток), для процессов С. характерно также образование локализованных структур (дефекты, дислокации, частицеподобные структуры), к-рые также могут быть описаны в рамках градиентных моделей [5]. Напр., в рамках модели, описываемой ур-нием типа ур-ния (1), но с жёстким возбуждением,

$$\partial u/\partial t = -u + \beta u^2 - u^3 - (1+\nabla^2)^2 u, \qquad (2)$$

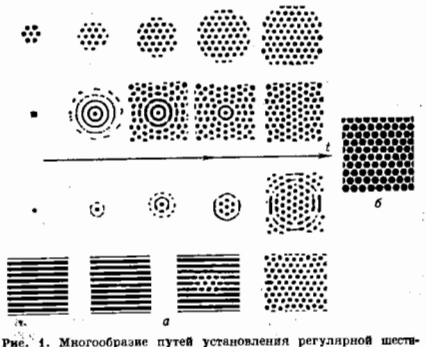


Рис. 1. Многообразие путей установления регулярной шестигранной решётки в модели (1): *а* — разные маршруты формирования устойчивой решётки; *б* — конечное состояние с минимальным значением свободной энергии.

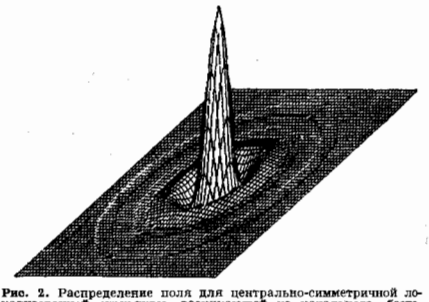


Рис. 2. Распределение поля для центрально-симметричной локализованной структуры, возникающей из начального беспорядка (в рамках модели (2).

существуют частицеподобные локализованные состояния, такие, как на рис. 2.

Статич. структуры — это лишь одно из проявлений С. Во мн. эксперим. ситуациях наблюдается установление: вращающихся структур (напр., спиральные волны — рис. 3); решёток, периодически меняющих свою симметрию [4]; движущихся, сливающихся и вновь

Рис. 3. Спиральные волны в двумерном химическом реакторе.

рождающихся локализованных структур (напр., дислокаций [5]). Подобным нестатич. структурам обычно отвечают аттракторы в виде предельных циклов или маломерных торов. Среди осн. моделей, описывающих эти процессы, обобщённое ур-ние Гинзбурга — Ландау:

$$\partial u/\partial t = u[1-(1+i\beta)|u|^2] - (\varkappa + i\delta)\nabla^2 u \qquad (3)$$

(здесь u — комплексная физ. переменная, зависящая от пространственных координат и времени, а параметры системы вещественны и неотрицательны; β характеризует зависимость частоты осцилляций от их интенсивности, $\varkappa$ определяет величину *диффузии*, а δ — *дисперсию пространственную*). В рамках этого ур-ния удаётся, в частности, описывать процесс самозарождения упорядоченных структур в виде решёток, спиралей из начально неупорядоченного состояния [4]. Этот процесс представляет собой последовательное возникновение элементарных регулярных возбуждений разл. масштабов, результат взаимодействия к-рых между собой и есть суть процесса С.

Поскольку системы существенно диссипативны, а образами установившихся движений являются простые аттракторы, то действие шумов или внутр. флуктуаций неравновесной среды, как правило, качественно не влияет на процесс С. (конечно, если эти шумы и флуктуации достаточно малы).

Часто процессы С. противопоставляются процессу турбулизации неравновесной среды. В действительности между процессами развития регулярных структур и развития *турбулентности* (пространственно-временного беспорядка) имеется много общего. Прежде всего и для того и для др. процесса наиб. характерно вовлечение в процесс всё новых возбуждений неравновесной среды. Только в первом случае (самоорганизация) эти возбуждения синхронизованы друг с другом, а во втором — наоборот, взаимодействие этих элементарных возбуждений рождает случайность (см. *Странный аттрактор*). Естественно, что в широкой области параметров неравновесной среды наблюдаются промежуточные состояния, к-рые нельзя отнести ни к полной С., ни к развитой турбулентности. Такие состояния обычно называют пространственно-временны́м *хаосом*.

Лит.: 1) Пригожин И., Николис Ж., Биологический порядок, структура и неустойчивости, «УФН», 1973, т. 109, в. 3, с. 517; 2) Жаботинский А. М., Концентрационные автоколебания, М., 1974; 3) Хакен Г., Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; 4) Нелинейные волны. Динамика и эволюция. Сб. науч. трудов, под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича, М., 1989; 5) Рабинович М. И., Сущик М. М., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1990, т. 160, с. 3.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

САМОПРОИЗВО́ЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — то же, что *спонтанное испускание*.

САМОСОГЛАСО́ВАННОЕ ПО́ЛЕ в квантовой механике — эффективное (в простейших случаях среднее по времени) силовое поле, создаваемое частицами сложной системы (втома, атомного ядра, твёрдого тела и др.). Служит для приближённого описания взаимодействия между частицами путём его замены воздействием С. п. на каждую из них; при этом решение многочастичной задачи сводится к рассмотрению движения отд. частицы в С. п. (и во внеш. поле, если оно имеется). Имея сходную с последним структуру, С. п. отличается тем, что зависит от состояния системы, определяемого самим же С. п. Это требует согласования вида С. п. с решениями динамич. ур-ний, зависящими в свою очередь от С. п., с чем и связан термин «самосогласованное».

С. п. описывает лишь часть взаимодействия между частицами, отвечающую воздействию ср. распределения частиц системы на каждую из них. За рамками метода С. п. остаётся к о р р е л я ц и о н н а я (флуктуационная) часть взаимодействия, связанная с отличием мгновенного распределения частиц от среднего. Во мн. случаях корреляции играют незначит. роль и применение метода С. п. оправдано. Однако в ряде явлений (критич. явления, силы Ван-дер-Ваальса и др.) эта роль является определяющей.

Понятие С. п. в первонач. форме возникло в небесной механике, а затем вошло в теорию мн. частиц при описании ферромагнетизма [теория молекулярного поля, П. Вейс (P. Weiss, 1907)], пространственного заряда [теория газового разряда, И. Ленгмюр (I. Langmuir, 1913)], тяжёлого атома [*Томаса—Ферми метод*, Л. Томас (L. Thomas, 1927), Э. Ферми (E. Fermi, 1928)]. Строгое квантовомеханич. обоснование метода С. п. было дано Д. Хартри (D. Hartree, 1928) и В. А. Фоком (1930) вскоре после создания квантовой механики.

Для формулировки метода С. п. и понимания его смысла существенна особая роль взаимодействия в многочастичных системах. Порождая многообразие их свойств, взаимодействие сказывается и на способе теоретич. описания. В отсутствие взаимодействия, когда движение частиц динамически независимо, объектом описания может быть отд. частица системы (о д н о ч а с т и ч н а я картина): состояние системы в целом полностью определяется состояниями каждой из её частиц. Взаимодействие разрушает эту картину, лишая смысла понятие о состоянии отд. частицы. Можно говорить лишь о состоянии системы как целого, к-рая и становится теперь объектом описания. Это ведёт к качественному усложнению теории мн. частиц: вместо волновой ф-ции $\psi_\alpha(q)$ отд. частицы (q — совокупность пространственной, спиновой и др. координат, α — индекс состояния) вводят зависящую от N координат (N — число частиц в системе) волновую ф-цию всей системы $\Psi(q_1, q_2, \ldots, q_N)$.

Идея метода С. п. состоит в том, чтобы сохранить одночастичную картину и при наличии взаимодействия, частично компенсируя возникающие при этом ошибки введением дополнит. (помимо внешнего) силового поля. Это поле, к-рое и наз. С. п., подбирают так, чтобы свести указанные ошибки к минимуму. Поэтому метод С.п.— наилучший из всех возможных способов одночастичного описания системы взаимодействующих частиц. При этом относит. простоте матем. аппарата (наиб. сложна процедура самосогласования) этот метод даёт эфф. описание взаимодействия между частицами, если эффекты корреляц. взаимодействия невелики.

Основные уравнения. Одночастичному характеру метода С. п. отвечает мультипликативная структура волновой ф-ции системы:

$$\Psi(q_1, \ldots, q_N) = \psi_{\alpha_1}(q_1) \ldots \psi_{\alpha_N}(q_N). \qquad (1)$$

Для тождественных бозе-(ферми-)частиц нужна симметризация (антисимметризация) ф-ции (1) по координатам, обозначаемая символом S:

$$\Psi(q_1, \ldots, q_N) = S\psi_{\alpha_1}(q_1) \ldots \psi_{\alpha_N}(q_N) \qquad (2)$$

(в случае ферми-частиц это ведёт к детерминанту Слэтера — Фока). В частности, при $N = 2$:

$$\Psi(q_1, q_2) = [\psi_{\alpha_1}(q_1)\psi_{\alpha_2}(q_2) \pm \psi_{\alpha_1}(q_2)\psi_{\alpha_2}(q_1)]/\sqrt{2},$$

где здесь и ниже знаки «+» и «−» отвечают бозе-(ферми-) частицам. Различию правых частей (1) и (2) отвечают о б м е н н ы е (статистич.) корреляции (см. *Обменное взаимодействие*), присущие тождеств. частицам. В отличие от с и л о в ы х (динамич.) корреляций, порождаемых взаимодействием и отвечающих его корреляц. части, обменные корреляции описываются методом С. п.

Матрица плотности системы в методе С. п. также сводится к произведению одночастичных матриц плотности:

$$R(q, q') = \sum_\alpha n_\alpha \psi_\alpha^*(q')\psi_\alpha(q) = \langle \psi^+(q')\psi(q) \rangle, \qquad (3)$$

где n_α — числа заполнения уровней, $\psi(\psi^+)$ — операторная ф-ция уничтожения (рождения) в методе *вторичного квантования*, «$\ldots$» означает комплексное сопряжение, $\langle \ldots \rangle$ — усреднение по состоянию системы. Так, парная матрица плотности имеет вид

$$R\left(q_1, q_2; q_1', q_2'\right) = R\left(q_1, q_1'\right)R\left(q_2, q_2'\right) \pm R\left(q_1, q_2'\right)R\left(q_2, q_1'\right)$$

(в отсутствие обменных эффектов остаётся лишь первое слагаемое). Это выражение (и соответствующую ф-лу для ф-ций распределения) используют в приложениях метода С. п. к термодинамике и кинетике.

Одночастичную волновую ф-цию ψ_α выбирают в методе С. п. из условия макс. близости выражений (1), (2) к точной волновой ф-ции системы. С этой целью используют вариац. принцип, требующий минимума энергии системы $\mathscr{E} = \langle\Psi|H|\Psi\rangle$ при условии $\langle\Psi|\Psi\rangle = 1$, где

$$H=\sum_i T(q_i)+(1/2)\sum_{i\neq j}V(q_i,q_j), \qquad (4)$$

H — гамильтониан системы, T — сумма кинетич. энергии и внеш. поля, V — взаимодействие между частицами, $i, j = 1, 2, \ldots, N$. Волновая ф-ция (1) приводит к ур-нию Хартри для ψ_α:

$$(T+W)\psi_\alpha=\varepsilon_\alpha\psi_\alpha, \qquad (5)$$

включающему С. п.

$$W(q)=W_1(q)=\int dq' R(q,q')V(q,q').$$

Волновая ф-ция (2) приводит к ур-нию Хартри—Фока, имеющему вид (5) с $W = W_1 \pm W_2$, где обменный член W_2 определяется соотношением

$$W_2(q)\psi_\alpha(q)=\int dq' R(q,q')V(q,q')\psi_\alpha(q').$$

Через одночастичные энергии ε_α выражается полная энергия системы

$$\mathscr{E}=\sum_\alpha \varepsilon_\alpha n_\alpha - C,\ C=(1/2)\int dq dq' V(q,q')[R(q,q)R(q',q')\pm \pm R(q,q')R(q',q)].$$

Согласно вариац. принципу эта величина всегда больше истинного значения энергии.

Величина W_1 имеет простой смысл ср. поля частиц системы, действующего на данную частицу, а W_2 ведёт к увеличению (уменьшению) вероятности сближения двух бозе-(ферми-)частиц, изменяя соответств. образом их взаимодействие. Самосогласованному характеру величины W отвечает зависимость матрицы плотности (3) от решений ур-ния (5), к-рое становится нелинейным и может поэтому иметь более одного набора решений. Так, при выполнении неи-рых условий возможно сосуществование двух решений ур-ния (5), отвечающих однородному и неоднородному состояниям системы, каждое из к-рых устойчиво в своей области плотностей и темп-р. Это соответствует фазовому переходу со спонтанным нарушением трансляц. симметрий и с появлением *волн зарядовой плотности*.

В др. формулировке методов С. п. заменяют гамильтониан (4) выражением, к-рое соответствует одночастичной картине. В методе вторичного квантования, где

$$H=\int dq\psi^+(q)T\psi(q)+(1/2)\int dq dq' V(q,q')A(q,q'),$$

$$A(q,q')=\psi^+(q)\psi^+(q')\psi(q')\psi(q),$$

эту картину нарушает входящий во взаимодействие оператор A, содержащий четыре операторные ф-ции вместо нужных двух. Модифициров. гамильтониан, отвечающий методу С. п., соответствует замене в A комбинаций $\psi^+\psi$ их ср. значениями (матрицами плотности):

$$A\to 2[R(q',q')\psi^+(q)\psi(q)\pm R(q,q')\psi^+(q)\psi(q')]- -[R(q,q)R(q',q')\pm R(q,q')R(q',q)], \qquad (6)$$

и имеет вид

$$H_0=\int dq\psi^+(q)(T+W)\psi(q)-C.$$

Это выражение приводит к ур-нию Хартри — Фока (5) и в то же время реализует минимум величины $\langle(H-H_0)^2\rangle$, что и соответствует методу С. п. как наилучшему из одночастичных способов описания.

Применения метода. Простейший объект приложения метода С. п.— бесконечная однородная система взаимодействующих по закону Кулона ферми-частиц с массой m, зарядом e и спином $^1/_2$ (электронов) в присутствии однородного компенсирующего фона противоположного знака заряда. В методе С. п. энергия такой системы в единице объёма равна $\hbar^2 p_0^5/10\pi^2 m - e^2 p_0^4/4\pi^3$, где $p_0 = (3\pi^2 n)^{1/3}$, n — плотность числа частиц, первый член — кинетическая, второй — обменная энергия. Этот результат используют для упрощения интегро-дифференц. ур-ния Хартри — Фока (5), заменяя его дифференц. ур-нием Хартри—Фока—Слэтера, где $W_2 = -e^2[3\pi^2 n(r)]^{1/3}/\pi$, $n(r) = \sum_\alpha n_\alpha|\psi_\alpha|^2$ — локальное значение плотности числа частиц.

Др. упрощённым вариантом метода С. п. является метод Томаса — Ферми (квазиклассич. приближение к методу С. п.), применимый к слабо неоднородным системам, где ср. расстояние между частицами меньше характерной длины, на к-рой заметно меняется плотность и др. параметры системы. В методе Томаса — Ферми используют выражения, справедливые для однородной системы, относя их в каждой точке к соответств. локальному значению плотности. Этот метод используют для описания тяжёлых атомов, вещества в экстремальных условиях высоких давлений или темп-р и др. Применяют и иные, более частные способы упрощения метода С. п. (напр., в теории атома часто используют усреднение С. п. по углам, упрощающее отделение угл. переменных).

Метод С. п. находит применение в физике втома и молекулы, ядерной физике, физике конденсиров. состояния вещества, физике плазмы и др. областях науки. Часто он даёт достаточно точное описание системы мн. частиц. Это относится, в частности, к атомно-молекулярной физике и теоретич. спектроскопии, где метод С. п. применяют особенно широко благодаря относительно малому вкладу корреляц. эффектов. Напр., в атоме Не (простейшей системе мн. частиц) этот вклад составляет ~ 1,5% от полной энергии электронной оболочки.

К числу др. важных применений метода С. п. в теории систем мн. частиц относятся описание равновесных и кинетич. свойств плазмы в бесстолкновит. режиме, *Ландау теория* фазовых переходов 2-го рода и др.

Обобщения метода. Существует ряд обобщений метода С. п., приспособленных для чвстичного описания корреляц. эффектов. Так, при необходимости учёта парных корреляций сверхпроводящего типа используют модифициров. гамильтониан (6), где заменяют ср. значениями комбинации $\psi\psi$, $\psi^+\psi^+$, что приводит к ур-ниям Хартри—Фока—Боголюбова. Такой подход применяют в теории сверхпроводимости и в теории атомного ядра. Для описания многочастичных (дальних) корреляций, отвечающих поляризац. эффектам в кулоновской системе, используют зависящее от времени ур-ние Хартри — Фока:

$$i\hbar\partial R(q,q',t)/\partial t = \left(T_q + W_q - T^*_{q'} - W^*_{q'}\right)R(q,q',t)$$

(индекс указывает переменную, на к-рую действует оператор). Это ур-ние определяет нестационарную одночастичную матрицу плотности и оказывается равноценным приближению случайных фаз (приближению высокой плотности), совпадая в то же время с кинетич. ур-нием, включающим С. п. без учёта столкновений. Его применяют для описания коллективных возбуждённых состояний системы.

При необходимости систематич. описания корреляц. эффектов метод С. п. служит хорошим исходным приближением для последующего применения теории возмущения и диаграммной техники. Корреляц. части взаимодействия отвечает гамильтониан $H' = H - H_0$. Выбор при описании системы взаимодействующих частиц картины С. п. (а не картины невзаимодействующих частиц) в качестве исходного приближения упрощает матем. аппарат описания корреляц. эффектов, в частности сокращается число диаграмм теории возмущений.

В последние годы в теории мн. частиц получил широкое распространение полуфеноменологич. метод функционала плотности, обобщающий подход, основанный на ур-ниях Хартри — Фока — Слэтера и предназначенный для описания не только обменных, но и силовых корреляций. В этом методе используют ур-ния Кона — Шэма, имеющие вид ур-ний (5) с $W = W_1 \pm W_2$, где член W_2, описывающий корреляции обоих типов, выбирают в виде относительно простого функционала плотности. Имея ограниченную и не всегда ясную область применимости, метод функционала плотности тем не менее успешно используется в физике атома, атомного ядра и в физике конденсиров. сред (в частности, для расчётов зонной структуры твёрдых тел, для описания поверхностных явлений).

Лит.: Фок В. А., Многоэлектронная задача квантовой механики и строение атома, в кн.: Юбилейный сборник АН СССР, ч. 1, М. — Л., 1947, с. 255; Хартри Д. Р., Расчеты атомных структур, пер. с англ., М., 1960; Таулес Д., Квантовая механика систем многих частиц, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963; Слэтер Дж., Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел, пер. с англ., М., 1978; Теория неоднородного электронного газа, пер. с англ., М., 1987.

Д. А. Киржниц.

САМОСОПРЯЖЁННЫЙ ОПЕРАТОР — см. *Эрмитов оператор.*

САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД — электрич. ток в газе, не требующий для своего поддержания действия внеш. ионизатора. С. р. образуется при достаточно высоком напряжении на электродах, когда начавшийся разряд создаёт необходимые для его поддержания ионы и электроны (см. *Электрические разряды в газах*).

САМОСТЯГИВАЮЩИЙСЯ РАЗРЯД — то же, что *контрагированный разряд.*

САМОФОКУСИРОВКА в ускорителях — свойство релятивистских электронных пучков, содержащих положит. ионы, образовывать равновесные («самофокусирующиеся») конфигурации. Оно обусловлено ослаблением кулоновского расталкивания в электронном пучке (за счёт сил магн. сжатия, вызванных параллельным движением зарядов в пучках) в γ^2 раз, где $\gamma = \mathscr{E}/\mathscr{E}_0$ — отношение энергии электронов пучка к их энергии покоя ($\mathscr{E}_0 = mc^2$, m — масса электрона). Если $\gamma \gg 1$, то это расталкивание может быть полностью скомпенсировано добавлением небольшого числа положит. ионов:

$$N_+ = N_-/\gamma^2 Z, \qquad (*)$$

где N_- и N_+ — соответственно плотности числа электронов и ионов, Z — заряд иона (в единицах величины заряда электрона). Ионы, в свою очередь, удерживаются кулоновским полем электронов. Условие (*) впервые сформулировано У. Х. Беннетом (W. H. Bennett) в 1934. С. используется в *коллективных методах ускорения.*

Лит.: Bennett W. H., Magnetically self-focusing streams, Phys. Rev., 1934, v. 45, p. 890.

В. П. Саранцев.

САМОФОКУСИРОВКА СВЕТА — концентрация энергии световой волны, распространяющейся в нелинейной среде, показатель преломления n к-рой растёт с увеличением амплитуды поля E:

$$n = n_0 + n_{\text{нл}}(|E|^2). \qquad (1)$$

Показатель преломления среды может увеличиваться с ростом поля E вследствие изменения нелинейной поляризации среды, оптич. *Керра эффекта*, *электрострикции*, нагрева, ревизионного возбуждения среды и т. д. Под действием светового пучка, имеющего, напр., гауссову форму, нелинейная среда становится оптически неоднородной: в центре пучка, где больше интенсивность, показатель преломления больше, чем для краёв пучка, а следовательно, фазовая скорость в центре будет меньше, чем по краям пучка. Это приведёт к искажению первоначально плоского волнового фронта, а лучи, распространяющиеся по нормали к фронту, искривляются (нелинейная рефракция) к оси (рис. 1,*а*). Первоначально однородная среда становится своеобразной

Рис. 1. Самофокусировка света в нелинейной среде: *а* — возникновение колец и многофокусировки (штриховыми линиями показан волновой фронт); *б* — траектория лучей в возникающем нелинейном диэлектрич. волноводе.

объёмной собирающей линзой, фокус к-рой находится на нек-ром расстоянии $f_{\text{нл}}$ от входа пучка в среду.

Явление С. с. теоретически было предсказано Г. А. Аскарьяном в 1962 и впервые наблюдалось Н. П. Пилипецким и А. Р. Рустамовым в 1965.

В тонком нелинейном слое, толщина к-рого l значительно меньше фокусного расстояния $f_{\text{нл}}$, всё происходит во многом аналогично *самодефокусировке света*, только в случае фокусировки $f_{\text{нл}} > 0$ и лучи, пройдя слой, сначала сходятся в фокальной плоскости, а затем уходят в дальнее поле. Как и при самодефокусировке, благодаря нелинейным аберрациям, угл. распределение пучка при прохождении им самофокусирующей линзы имеет кольцевую структуру.

Если толщина нелинейного слоя $l \gg f_{\text{нл}}$, С. с. описывается квазиоптич. нелинейным ур-нием, в к-ром учитывается не только нелинейная рефракция, но и дифракция:

$$\partial A/\partial z = (2ik)^{-1}\Delta_\perp A + k_0 n_{\text{нл}}(|A^2|)A. \qquad (2)$$

Это параболич. ур-ние типа нелинейного ур-ния Шрёдингера имеет ряд интегралов движения I_j, сохраняющих свои величины в процессе распространения, $\partial I_j/\partial z = 0$. Кроме очевидного интеграла $I_1 = \iint |A|^2 dx dy = \text{const}$, выражающего закон сохранения энергии, существует интеграл

$$I_3 = \iint \{|\nabla_\perp A|^2 - k_0 f_{\text{нл}}(|A|^2)\} dx dy,$$

$$f_{\text{нл}} = \int_0^{|A|^2} n_{\text{нл}}(\xi) d\xi, \qquad (3)$$

характеризующий соотношение линейной дифракции (первый член подынтегрального выражения) и самовоздействие пучка. В слабых полях ($A \to 0$, $n_{\text{нл}} \to 0$, $f_{\text{нл}} \to 0$) интеграл (3) положителен и пучок испытывает только дифракцию. Однако в нелинейной среде под воздействием достаточно сильных полей знак I_3 может стать отрицательным за счёт члена $f_{\text{нл}}$ и линейная дифракция сменяется самофокусировкой или образованием нелинейного волновода (рис. 1,*б*). Нелинейный волновод образуется при компенсации дифракц. расходимости нелинейной рефракцией:

$$\theta_{\text{диф}}^2 \approx \Delta n_{\text{нл}}/n_0; \quad \theta_{\text{диф}} = 2/ka.$$

Поперечное распределение амплитуды в нелинейном волноводе можно рассчитать, если искать решение

ур-ния (2) в виде неограниченного пучка ($A \to 0$ при $|x|,\ |y| \to \infty$).

$$A=E_в(x,y)\exp(-iq_в z), \qquad (4)$$

где $E_в$ и $q_в$ — собств. ф-ции и собств. числа пространственных мод нелинейного волновода. В кубичной нелинейной среде, когда $n_{нл} = n_2|E|^2$, амплитудный профиль $E_в$ описывается ур-нием, следующим из (2):

$$\Delta_\perp E_в + 2kq_в E_в + 2kk_0 n_2 E_в^3 = 0. \qquad (5)$$

При распространении пучка в среде существует дискретный спектр нелинейных мод, каждая из к-рых несёт свою критич. мощность, начиная с к-рой пучок самофокусируется. Так, напр., низшая осесимметричная мода, имеющая колоколообразный амплитудный профиль, имеет критич. мощность

$$P_{кр} = 1{,}86c\lambda_0^2 / 32\pi^2 n_2, \qquad (6)$$

к-рая не зависит от поперечного радиуса пучка a, прямо пропорциональна квадрату длины волны (чем меньше λ_0, тем слабее дифракционная расходимость, тем при меньшей мощности начинается эффект самофокусировки) и обратно пропорциональна коэф. нелинейности n_2.

С увеличением амплитуды поля E_0 нелинейный фокус смещается ко входу и вслед за первым фокусом возникает второй, третий и т. д. (рис. 1,*а* и рис. 2). Число фокусов растёт с увеличением мощности источника,

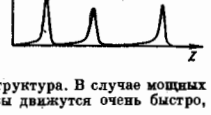


Рис. 2. Многофокусная самофокусировка пучка в среде с кубичной нелинейностью.

возникает многофокусная структура. В случае мощных коротких импульсов фокусы движутся очень быстро, с околосветовой скоростью.

В мощных пучках с $P_0 \gg P_{кр}$ нелинейная рефракция превалирует над дифракцией и для описания поведения пучка можно воспользоваться методом геом. оптики, представляя в (2) $A = (A_0 + k^{-1}A_1 + \ldots)\exp(-iks)$ при $k \to \infty$ ($\lambda \to 0$). Тогда можно получить след. ур-ния:

$$\frac{ds}{dz} + \frac{1}{2}(\nabla_\perp s)^2 = n_2 A_0^2;\ \frac{\partial A_0^2}{\partial z} + \nabla_\perp\left(A_0^2 \nabla_\perp s\right) = 0, \qquad (7)$$

первое из к-рых — ур-ние *эйконала* в нелинейной среде, второе — ур-ние переноса излучения. Величина $\nabla s = \theta$ имеет простой смысл угла наклона элементарного луча к продольной оси z. Из (7) легко найти ур-ния для θ и A_0, аналогичные ур-ниям гидродинамики. Ур-ния (7) имеют простое автомодельное решение для параболич. профиля пучка:

$$A_0 = E_0 a_0[1 - r^2/a^2(z)]/a(z),\ s = \varphi(z) + r^2(da/dz)/2a(z), \qquad (8)$$

где поперечный радиус пучка уменьшается с расстоянием по закону

$$a(z) = a(0)(1 - z^2/f_{нл}^2)^{1/2}. \qquad (9)$$

Видно, что траектории всех лучей подобны друг другу, они сходятся в одну точку, расположенную на расстоянии $z = f_{нл}$,

$$f_{нл} = a(0)\left(n_0/n_2 E_0^2\right)^{1/2}. \qquad (10)$$

По мере приближения к фокусу лучи всё более искривляются, а поле на оси неограниченно нарастает $A(0,z) \simeq P_0/a^2(z)$. Пучок «схлопывается» (*волновой коллапс*). Это явление не устраняется даже с учётом дифракции и нелинейных аберраций.

Картина нестационарной самофокусировки с учётом релаксации нелинейности описывается ур-нием

$$\tau_р \frac{\partial n_{нл}}{\partial t} + n_{нл} = n_2 |A|^2. \qquad (11)$$

Т. к. передняя часть импульса света не участвует в С. с., она распространяется как в линейной среде, испытывая только дифракцию, а средняя и задняя части импульса, испытывая ещё и нелинейную рефракцию, самофокусируются, образуя квазиволновод (рис. 3). Поле в квазиволноводе нарастает медленнее и ограничено

Рис. 3. Картина нестационарной самофокусировки короткого светового импульса. На переднем фронте нелинейный отклик ещё не установился и происходит линейное распространение импульса, задняя часть импульса сжимается за счёт нелинейной рефракции.

по величине (нет коллапса). На больших расстояниях из-за дифракционного расплывания передней части импульса длина квазиволновода сокращается вплоть до полного исчезновения.

Мощный световой пучок испытывает в самофокусирующей среде модуляц. неустойчивость, приводящую к т. н. мелкомасштабной С. с. Если в световой волне с амплитудой E_0 появляются пространственные флуктуации ρ (малые возмущения амплитуды и фазы)

$$E = E_0 \exp(-ik_0 n_2 E_0 z) + \rho, \qquad (12)$$

то благодаря параметрич. неустойчивости амплитуда малых возмущений экспоненциально растёт с расстоянием $\rho \sim \exp \Gamma z$. Отд. пространственные фурье-компоненты $\rho = \rho_0 \cos(x/a)\cos(y/a)$ имеют разную инкременты $\Gamma = (1/ka)^{-1}[-1 + n_2 E_0^2 k^2 a^2/n_0]^{1/2}$. Наиб. инкремент $\Gamma_{макс} = k_0 n_2 E_0^2 n_0$ имеют возмущения с поперечным масштабом модуляции $a_{опт} = (\lambda/2\pi)(n_0/n_2 E_0^2)^{1/2}$, поэтому пучок разбивается на отд. нити с радиусом $a_{опт}$. В нити с таким радиусом захватывается мощность порядка критической. В пучке происходит конкуренция самофокусировки пучка как целого на длине $f_{нл} = (1/2)a(n_0/n_2 E_0^2)^{1/2}$ и процесса распада пучка на отд. нити за счёт дифракции. Если профиль пучка достаточно гладкий, то мелкомасштабная структура не проявится на длине, равной $f_{нл}$.

Самофокусировка может развиваться и на квадратичной нелинейности при трёхволновом когерентном взаимодействии, когда частоты и волновые векторы связаны соотношениями $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ и $k_1 + k_2 = k_3$. В вырожденном по частоте случае генерация второй оптич. гармоники с учётом дифракции описывается двумя амплитудными ур-ниями:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{i}{2k_1}\Delta_\perp A_1 - i\gamma_2 A_2 A_1^*;$$
$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{i}{2k_2}\Delta_\perp A_2 - i\gamma_2 A_1^2, \qquad (13)$$

где $\gamma_2 = 2\pi\chi_2\omega_1/cn$ — коэф. нелинейности, χ_2 — *нелинейная восприимчивость* 2-го порядка.

При возбуждении гармоники независимо от знака коэф. нелинейности γ_2 С. с. возникает одноаременно у двух пучков (рис. 4). Критич. мощность двухволновой взаимофокусироаки $P_{кр} = c\lambda^4/a^2\gamma_2^2$.

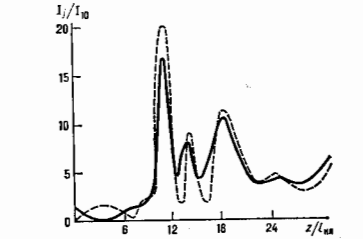


Рис. 4. Взаимофокусировка волновых пучков основной (сплошная линия) и второй (штриховая линия) гармоник в среде с квадратичной нелинейностью.

С. с. может привести к световому пробою, способствует развитию процессов вынужденного рассеяния и др. нелинейных процессов. С помощью С. с. можно создавать сверхсильные световые поля.

Лит.: Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, с. 19; Аскарьян Г. А., Эффект самофокусировки, «УФН», 1973, т. 111, в. 2, с. 249; Луговой В. Н., Прохоров А. М., Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде, там же, с. 203; Сухоруков А. П., Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике, М., 1988; Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989.

А. П. Сухоруков.

САНТИ... (от лат. centum — сто) — приставка к наименованию единицы физ. величины для образования дольной единицы, равной $^1/_{100}$ от исходной. Сокращённое обозначение — с. Пример: 1 см = 0,01 м.

САНТИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ (СМВ) — *радиоволны* в диапазоне длин волн 1—10 см (частоты 3—30 ГГц). Влияние *ионосферы* на распространение СМВ невелико — поглощение практически отсутствует, а фазовый сдвиг, пропорц. длине волны, составляет для стандартной дневной ионосферы при вертикальном распространении волн 3—30 рад. В нейтральной атмосфере имеют место молекулярное поглощение СМВ водяным паром (слабая линия вращат. спектра водяного пара с резонансом на длине волны $\lambda = 1{,}35$ см) и, при наличии облаков и осадков, поглощение в жидкокапельной фракции. Именно мощные облака и дожди приводят к наиб. существенному поглощению СМВ, к-рое достигает в зенитном направлении единиц и даже десятков дБ в КВ части диапазона СМВ. Коэф. поглощения и преломления в облаках определяются комплексной диэлектрич. проницаемостью воды E_{H_2O}, к-рая в диапазоне СМВ имеет резкую частотную зависимость, а также зависит от темп-ры воды и степени её минерализации. Водная среда для СМВ является сильно поглощающей (толщина скин-слоя < 1 см), обладающей большим коэф. преломления и, следовательно, сильно отражающей и рассеивающей. В безоблачной атмосфере поглощение СМВ определяет водяной пар. Преломление СМВ в атмосфере из-за влияния водяного пара превосходит преломление эл.-магн. волн в оптич. диапазоне и, возрастая с ростом зенитного угла, достигает значений 30—40′. Загоризонтное распространение СМВ незначительно и связано гл. обр. с волноводным распространением, к-рое возникает в случаях, когда в приземном слое атмосферы градиент коэф. преломления $dn/dh < -1{,}57\cdot10^{-4}$ км$^{-1}$. Флуктуации интенсивности СМВ вследствие турбулентности атмосферы при величине структурной постоянной $C_n^2 = 10^{-14}$ см$^{-2/3}$ обычно не превышают 5—10%; их поперечный радиус корреляции порядка размера *Френеля зоны* — $\sqrt{\lambda L}$ (L — длина трассы). Среди эффектов, возникающих при распространении СМВ в атмосфере, следует отметить рассеяние на гидрометеорах (облака, дожди, снег), к-рое имеет рэлеевский характер, а на длинах волн $\lambda < 3$ см — деполяризацию, возникающую из-за отклонения формы частиц гидрометеоров от сферической.

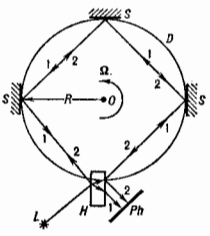
В качестве источников СМВ используются ламповые и транзисторные генераторы, генераторы на туннельных и лавинно-пролётных диодах, диодах Ганна, искровой разряд, клистроны, лампы обратной (ЛОВ) и бегущей (ЛБВ) волн, магнетроны, мазеры на циклотронном резонансе (МЦР). Естеста. источниками СМВ являются галактич. и внегалактич. источники, имеющие, как правило, степенной спектр (радиогалактики, квазары, остатки вспышек сверхновых, центр Галактики, туманности, космич. мазеры на H_2O), а также Луна, планеты (яркостная темп-ра к-рых $\sim 100 \div 500$ К), атмосфера Земли и земные покровы, спорадич. всплески в околоземном пространстве, Солнце [яркостная темп-ра к-рого в диапазоне $1{,}3 \leqslant \lambda \leqslant 100$ см составляет $T = 4{,}5\cdot10^5$К (спокойное Солнце), а в периоды высокой активности увеличивается в 2—3 раза]. Специфика диапазона СМВ — прозрачность ионосферы, возможность реализации узкой диаграммы направленности при сравнительно небольших размерах антенн, возможность генерации коротких импульсов, а также низкий уровень помех — привела к широкому использованию СМВ в радиолокации, радиоастрономии, связи на трассах Земля — космич. аппарат. Зависимость коэф. поглощения и отражения, а следовательно, и теплового излучения СМВ от диэлектрич. параметров, на к-рые сильно влияет наличие влаги, а также тот факт, что излучение проникает или формируется в слое, толщина к-рого пропорц. длине волны, позволяют использовать СМВ для дистанционного зондирования радиоаокац. и радиометрич. (по собств. излучению) методами. Так, с ИСЗ определяются увлажнённость полей и уровень грунтовых вод, толщина и водозапас снежного покрова, оцениваются характеристики растительного покрова и прогнозируется урожайность. Определяются также глобальное распределение атмосферного водяного пара, поле темп-р и степень взволнованности морской поверхности, скорость ветра, концентрация, тип и возраст морского льда, его толщина. Измерения рефракции СМВ при радиопросвечивании атмосфер планет с космич. аппаратов используются для восстановления высотных профилей темп-ры, давления и содержания газовых компонент. СМВ находят применение для определения подповерхностного профиля темп-ры и глубины промерзания грунта, определения глубинной темп-ры внутр. тканей тела по измерениям теплового излучения. СМВ применяются для внутр. нагрева, в частности в медицине для неинвазионного лечения опухолей (гипертермия).

Лит.: Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн, М., 1953; Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Введенский Б. А., Распространение ультракоротких радиоволн, М., 1973; Колосов М. А., Шабельников В. А., Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса, М., 1976; Губанов В. С., Финкельштейн А. М., Фридман П. А., Введение в радиометрию, М., 1983; Шутко А. М., СВЧ-радиометрия водной поверхности и почвогрунтов, М., 1986.

К. П. Гайкович.

САНЬЯКА ОПЫТ, доказал возможность эксперим. определения угл. скорости вращения системы для расположенного в ней наблюдателя, т. е. возможность определения неинерциальности движения системы для покоящегося в ней наблюдателя (эффект Саньяка). Проведён Ж. Саньяком (G. Sagnac) в 1913. В С. о. (рис.) на круглом диске D располагались зеркала S, источник света L и фотогр. пластинка Ph. Полупрозрачная пластинка H делила луч света от источника на два: луч

1 шёл по замкнутому пути в направлении вращения диска, луч 2 — в противоположном направлении. При вращении всей системы с угл. скоростью Ω вокруг оси, перпендикулярной плоскости диска, луч 1, согласно общей теории относительности, с точки зрения наблюдателя, находящегося на диске, тратит на полный обход больше времени, чем луч 2; разность времён обхода $\Delta t = 4\pi R^2\Omega/c^2$, где R — радиус окружности, на к-рой располагаются зеркала S и пластинка H. В результате на фотопластинке при вращении диска наблюдается смещение интерференц. полос (по сравнению с их положением при покоящемся диске) на величину $\Delta Z = \Delta\varphi/2\pi = c\Delta t/\lambda = 4\pi R^2\Omega/c\lambda$, выраженную в λ, где λ — длина волны излучения монохроматич. источника света L частоты $\omega = 2\pi c/\lambda$, а $\Delta\varphi$ — разность фаз встречных волн 1 и 2. При $R \approx 100$ см, $\lambda \approx 10^{-4}$ см и $\Omega \approx 10^{-4}$ с$^{-1}$ (угл. скорость вращения Земли) сдвиг полос составляет малую долю: $\Delta Z \approx 4\cdot10^{-6}$. То же выражение для разности фаз $\Delta\varphi = \omega\Delta t = 8\pi^2R^2\Omega/c\lambda$ можно получить для наблюдателя, покоящегося в лаб. системе отсчёта. Действительно, если рассматривать нерелятивистское вращение точек диска, когда $R\Omega \ll c$, время Δt_1 распространения луча 1 по направлению вращения определяется из соотношения (рис.) $2\pi R + R\Omega\Delta t_1 = c\Delta t_1$. Здесь $R\Omega\Delta t_1$ — дополнит. расстояние, на к-рое сдвинется пластинка H («уйдёт» от догоняющего её луча 1) за время Δt_1 обхода луча по замкнутому контуру. Аналогичное соотношение для луча 2: $2\pi R - R\Omega\Delta t_2 = c\Delta t_2$. В результате при $R\Omega \ll c$ $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = 4\pi R^2\Omega/c^2$. Иногда эту разность времён, возникающую в лаб. системе отсчёта, связывают с разностью доплеровских частот, испускаемых движущейся пластинкой по направлению лучей 1 и 2.



Основываясь на результатах С. о., А. Майкельсон (A. Michelson) и Г. Гейл (H. Gale) в 1925 определили скорость вращения Земли вокруг своей оси. В 1962 этот опыт был повторён А. Джаваном (A. Javan) с использованием когерентного излучения гелий-неонового лазера. Основанные на эффекте Саньяка интерферометры с лазерными источниками света используются в качестве датчиков угл. скорости, угла поворота и ориентации в пространстве для вращающихся объектов. Чувствительность таких интерферометров можно заметно увеличить, если использовать многократные (N-кратные) обходы по замкнутому контуру встречных лучей 1 и 2. Тогда $\Delta Z_N = N\Delta Z$, где $\Delta Z = 4\pi R^2\Omega/c\lambda$. Такая схема реализуется в совр. волоконно-оптич. интерферометрах (см. *Волоконно-оптический гироскоп*). В них излучение, распространяющееся внутри оптич. волокон, намотанных, как в соленоиде, на цилиндрич. стержень, N-кратно проходит по замкнутому контуру (где N — число намотанных витков). Для такого интерферометра при $R \approx 20$ см, $\lambda \approx 10^{-4}$ см и $N \approx 5\cdot10^5$ при оптич. волокне с поперечным сечением в 100 мкм^2 $\Delta Z \approx 8\cdot10^{-8}$, а $\Delta Z_N \approx 4\%$, что можно наблюдать даже невооружённым глазом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Франкфурт У. И., Специальная и общая теория относительности. Исторические очерки, М., 1968.

С. Н. Столяров.

САСАКИ — ШИБУЙИ ЭФФЕКТ — анизотропия электропроводности полупроводниковых кристаллов кубич. сингонии в сильных (греющих) электрич. полях (см. *Горячие электроны*). Предсказан М. Шибуйи в 1953, обнаружен в кристаллах n-Ge в 1956 В. Сасаки и Шибуйи. Различают продольный и поперечный С.— Ш. э. Продольный С.— Ш. э. состоит в различии вольт-амперных характеристик (ВАХ) однородных длинных кристаллич. образцов при разных направлениях тока (обычно такие образцы вырезают вдоль

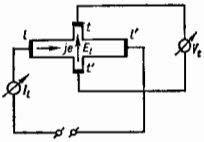


Рис. 1. Схема установки для измерения эффекта Сасаки — Шибуйи: l, l' — токовые контакты; t, t' — электроды для измерения эдс Сасаки (поля E_t).

кристаллографич. осей [100], [111], [110]). В слабых полях все ВАХ имеют одинаковый наклон. В сильных полях наклон различен; с понижением темп-ры это различие, как правило, усиливается, и иногда для нек-рых направлений возникают участки с *отрицательным дифференциальным сопротивлением*.

Поперечный С.— Ш. э. состоит в возникновении в сильных полях в образцах, вырезанных вдоль произвольных направлений, отличных от осей симметрии, поперечной эдс (э д с С а с а к и). Она фиксирует появление угла между направлениями электрич. тока j и напряжённости электрич. поля E (угол Сасаки). Эдс Сасаки измеряется так же, как эдс Холла (см. *Холла эффект*), но в отсутствие магн. поля (рис. 1). Наряду с измерениями в пост. электрич. полях (импульсных — во избежание разогрева джоулевым теплом) для исследования анизотропии проводимости горячих электронов использованы СВЧ-поля.

С.— Ш. э. объясняется анизотропией закона дисперсии горячих носителей заряда $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$, где $\mathscr{E}$ — энергия носителей заряда, $\boldsymbol{p}$ — их *квазиимпульс*. Наиб. чётко он выражен в *многодолинных полупроводниках* благодаря междолинному перераспределению носителей заряда, вызываемому их разл. нагревом в разных долинах.

В многодолинных полупроводниках минимум энергии в зоне проводимости (или максимум в валентной зоне) достигается не при $p = 0$, а сразу в неск. эквивалентных точках приведённой *Бриллюэна зоны*, напр. в 4 точках L на её поверхности в n-Ge и халькогенидах Pb (PbS, PbSe, PbTe); в 6 точках (на Δ-осях) в n-Si и алмазе. Большая величина С.— Ш. э. связана с сильной анизотропией спектра электронов $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ в каждой из долин, где изоэнергетич. поверхность электрона $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ имеет форму сфероида (эллипсоида вращения) с большой эфф. массой m_l вдоль оси вращения и с малой m_t поперёк оси.

Если электрич. поле направлено так, что образует разл. углы φ с осями вращения эллипсоидов в разл. долинах ($0 < \varphi < \pi/2$), то электроны в долинах разогреваются по-разному, причём сильнее всего в тех долинах, в к-рых углы φ оказываются наибольшими (рис. 2).

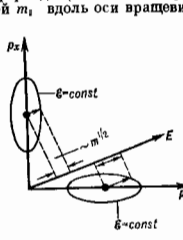


Рис. 2. Двухдолинная модель с различными эффективными массами m для данного направления поля E.

Разл. нагрев электронного газа приводит, во-первых, к разл. скорости рассеяния электронов в разл. долинах, определяющей при низких темп-рах подвижности носителей заряда; во-вторых, к разл. скорости перехода электронов из горячих долин в холодные, что определяет заполнение долин электронами. Оба эффекта связаны с энергетич. зависимостью вероятностей *рассеяния носителей заряда* (внутри- и междолинного). В чистых и структурно совершенных кристаллах преобладает междолинное рассеяние с испусканием и погло-

щением коротковолновых *фононов*. Вероятность такого рассеяния растёт с ростом энергии электрона $\mathscr{E}$, так что более разогретые долины опустошаются, а менее разогретые избыточно заполняются электронами. В результате, напр., в *n*-Ge в одинаковом электрич. поле токи $j < j_{[100]} < j_{[10]}$; в *n*-Si токи $j_{100} < j_{[110]} < j_{[111]}$ (н о р м а л ь н ы й С. — Ш. э.).

В легированных полупроводниках при низких темп-рах доминирует междолинное рассеяние на примесных центрах и дефектах. Вероятность рассеяния в этом случае может спадать с ростом энергии электронов, так что сильнее разогретые долины избыточно наполняются, а менее разогретые — опустошаются. К тому же внутридолинное рассеяние на заряж. примесях способствует росту подвижности с разогревом. Это сочетание приводит к т. н. а н о м а л ь н о м у С.— Ш. э., при к-ром неравенства изменяют знак, т. е. *n*-Ge ведёт себя, как *n*-Si (и наоборот).

Анизотропия закона дисперсии возникает в *p*-Ge и *p*-Si из-за гофрировки изоэнергетич. поверхностей валентных зон (в особенности зоны тяжёлых дырок), связанной с их вырождением в точке зонной диаграммы $\mathscr{E}(p)$ $p = 0$ (см. *Зонная теория*).

При переходе от нормального С.— Ш. э. к аномальному изменяется также знак поперечной эдс Сасаки. На рис. 3 представлена зависимость поперечного поля

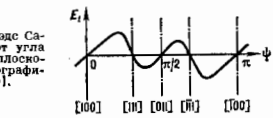


Рис. 3. Поперечная эдс Сасаки в зависимости от угла ψ между полем E в плоскости (011) и кристаллографической осью [100].

E_t (при заданном продольном поле E) от угла ψ между направлением тока j, лежащего в плоскости симметрии (011), и осью симметрии [100]. При токе, направленном вдоль осей [100], [111], [011], поперечное поле E_t отсутствует. Знак E_t раличен у Ge и Si при нормальном С.— Ш. э. и изменяется с переходом к аномальному эффекту.

В чистых полупроводниках при достаточно низких темп-рах (в *n*-Si при $T = 55$ К) в определ. диапазоне E положение поля E_t в плоскости (011) неустойчиво. В частности, в *n*-Si при j вдоль оси [011] неустойчиво значение $E_t = 0$ при $\psi = \pi/2$, а устойчивыми оказываются два ненулевых, равных по величине и противоположно направленных поля, параллельных осям [01̄1] и [011̄]. Этим двум значениям E_t соответствуют преимущественные заполнения электронами долив с осями вращения эллипсоидов вдоль оси [010] или [001]. В результате в одном образце могут сосуществовать области (домёны) с разл. устойчивыми значениями E_t, разделённые доменными стенками. При токе вдоль оси [011] домены имеют вид слоёв, параллельных плоскости (011), с чередующимися по знаку полями E_t. Для тока вдоль оси [111] есть 3 равных E_t, направленных под углами 120° друг к другу (м н о г о з н а ч н ы й э ф ф е к т С а с а к и).

Кроме разогревного механизма С.— Ш. э. возможен стрикционный механизм: электрич. поле вызывает анизотропную деформацию кристалла, к-рая по-разному изменяет энергетич. положение долин. Этот механизм доминирует в многодолинных полупроводниках с высокой диэлектрич. проницаемостью (напр., в $BaTiO_3$).

Лит.: З е е г е р К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Горячие электроны в многодолинных полупроводниках, К., 1982.

З. С. Грибников.

САТУ́РН — шестая по удалению от Солнца и вторая по размерам и массе планета Солнечной системы. Ср. гелиоцентрич. расстояние (большая полуось орбиты) составляет 9,539 а. е. (1,427 млрд. км). Вследствие заметного эксцентриситета орбиты (0,056) гелиоцентрич. расстояние изменяется прибл. от 9 до 10,1 а. е. Наклон плоскости орбиты к эклиптике 2°29,4′, ср. скорость движения по орбите 9,64 км/с, а период обращения вокруг Солнца (сидерич. период, или сатурнианский год) 29,458 земных года. Мин. расстояние между С. и Землёй составляет 1,2 млрд. км, максимальное — 1,6 млрд. км; соответственно видимые угл. размеры диска изменяются от 20″ до 15″. Синодич. период обращения равен 378,09 сут. Видимая звёздная величина С. в ср. противостоянии 0,67, абс. планетная величина 8,88. Интегральное сферич. *альбедо* 0,34 г.

Ср. экваториальный радиус С. (по уровню в атмосфере с давлением 1 бар) $R_c = 60246 \pm 10$ км, масса (M_c) $5{,}68 \cdot 10^{26}$ кг. Из-за быстрого вращения вокруг оси (период на экваторе ≈ 10,2 ч) С. обладает большим сжатием (~0,1), вследствие чего его полярный радиус почти на 6500 км меньше экваториального. Существенно при этом, что период вращения меняется с широтой (скорость вращения экваториальной зоны прибл. на 5% выше полярной). Ср. плотность С.— самая низкая из всех планет, всего 0,69 г/см³, что прибл. вдвое меньше плотности Солнца. Ускорение силы тяжести на экваторе 10,45 м/с², параболич. скорость (скорость убегания) ок. 36 км/с.

Твёрдой поверхности С. не имеет и является газожидким телом, находящимся в состоянии гидростатич. равновесия. Структура его недр в целом подобна структуре Юпитера. Согласно моделям внутр. строения планет (см. *Планеты и спутники*), основанным на представлениях об адиабатич. изменении темп-ры по глубине и многослойной дифференциации вещества недр, внеш. газовая оболочка С. является водородно-гелиевой (при отношении He/H, меньшем солнечного, т. е. 0,13 ± ± 0,04 по массе), за ней следует оболочка, состоящая в осн. из жидкого водорода, а с расстояния ≈0,5 R_c — оболочка из *металлического водорода*. Металлич. водород заполняет слой до уровня 0,3 R_c, где начинается ядро. Давление здесь достигает 10 Мбар. Ядро составляет ≈25% по массе, что в неск. раз больше ядра Юпитера. Причина состоит в том, что наряду с веществом скальных пород в его состав, вероятно, входит значит. примесь ледяной компоненты (вода, аммиак, метан). В этом находит отражение тот факт, что С. занимает промежуточное положение между Юпитером, состоящим в осн. из водорода, и Ураном и Нептуном, в составе к-рых преобладает ледяная компонента, а водород составляет относительно небольшую фракцию.

Наличие у С. магн. поля, вероятно, связано с действием *гидромагнитного динамо*. Магн. поле на экваторе ≈ 0,21 Гс. Замечат. особенностью собств. магн. поля планеты является его почти точная аксиальная симметрия, что, видимо, обусловлено сильным дифференц. вращением наружных слоёв С. Отклонение оси магн. диполя от оси собств. вращения не превышает 1°.

С. получает от Солнца прибл. в 100 раз меньше тепла, чем Земля. Его *эффективная температура* составляет 95 К, что заметно выше равновесной (74 К). Это означает, что излучаемая С. в окружающее пространство энергия прибл. втрое больше энергии, получаемой от Солнца, и свидетельствует о высокой эффективности внутр. источника тепла. Наиб. вероятной природой этого источника может быть преобразование в тепло гравитац. энергии, высвобождающейся за счёт выпадения капель жидкого гелия (к-рые образуются при низкой темп-ре в жидком водороде) из внеш. оболочек к центру планеты.

Под атмосферой С. понимают верх. часть его внеш. газовой оболочки. Хим. состав атмосферы С. существенно отличается от среднесолнечного. Кроме водорода и гелия, в состав атмосферы входят метан (CH_4), аммиак (NH_3), фосфин (PH_3), в небольших кол-вах присутствуют углеводороды (C_2H_6 и C_2H_2). Относит. содержания CH_4, NH_3, PH_3, C_2H_6 и C_2H_2 составляют соответственно $2 \cdot 10^{-3}$; $2 \cdot 10^{-4}$; $3 \cdot 10^{-6}$; $8 \cdot 10^{-6}$ и 10^{-7}. Заметна обогащённость углеродом (входящим в состав соединений): отношение C/H больше солнечного в 2,3 раза,

Структура атмосферы, профили темп-ры и давления похожи на ионитерианские. Темп-ра в тропосфере на уровне с давлением 1 атм составляет ок. 145 К и медленно понижается с высотой (с адиабатич. градиентом 0,85К км$^{-1}$). В тропопаузе при давлении ок. 0,1 атм темп-ра прибл. 80 К. Ниже неё расположены облака, к-рые, вероятно, состоят из неск. слоёв; считается, что верхний видимый слой образован в осн. кристаллами аммиака, хотя этот факт нельзя считать окончательно установленным. Для атмосферы С. характерно наличие ряда динамич. образований (полос типа зон и поясов, пятен), роднящих его с Юпитером. Вместе с тем упорядоченная структура зон и поясов (отражающих систему планетарной циркуляции), а также наблюдаемых крупных пятен — овалов (ассоциируемых с крупными атм. вихрями) на С. выражена менее чётко из-за протяжённого слоя надоблачной мелкодисперсной дымки. Размеры динамич. образований (вихрей и струй) велики по сравнению со шкалой высот ($\approx$60 км), но малы по сравнению с R_C и меньше аналогичных образований на Юпитере. В то же время скорости ветра на экваторе С. в неск. раз превышают скорости атм. движений в приэкваториальной зоне Юпитера, достигая почти 500 м/с. Возможно, это связано с тем, что в систему циркуляции на С. вовлекаются более глубокие области атмосферы, где интенсивность передачи момента кол-ва движения в область экваториальных широт выше. Заметные различия динамики атмосфер С. и Юпитера определяются различием интенсивностей источников тепла в недрах этих планет, меньшим значением ускорения силы тяжести и большей толщиной наружной непроводящей молекулярной оболочки С. По этой же причине для атмосферы С. характерна меньшая по сравнению с Юпитером роль в передаче кинетич. энергии вихревых движений упорядоченным зональным течениям.

В ср. и верх. областях атмосферы С. важную роль играют фотохим. превращения; особенно это касается процессов с участием NH_3, PH_3 и гидрокарбонатов. Помимо солнечной радиации энергетич. источниками, обусловливающими рост темп-ры выше тропопаузы, могут быть джоулев разогрев и диссипация энергии *внутренних волн*. Макс. электронная концентрация в ионосфере С.$\lesssim 2\cdot10^4$ см$^{-3}$ на высоте $\sim$ 2500 км (считая от уровня с давлением 1 атм). Магнитосфера С. по своей топологии и характеру процессов занимает промежуточное положение между магнитосферами Юпитера и Земли (см. *Магнитосферы планет*). Близость магн. поля С. к дипольному проявляется в симметрии распределения зариж. частиц во внутр. зоне его магнитосферы — как относительно оси вращения, так и относительно экваториальной плоскости, с к-рой практически совпадает положение нейтрального плазменного слоя. До радиальных расстояний (7—15) R_C плазма вращается практически синхронно с планетой. Плазма состоит из лёгких и тяжёлых ионов, вероятно, водорода, гелия, углерода, азота и кислорода. Их источником, помимо *солнечного ветра*, могут служить ледяные поверхности спутников С. и атмосфера Титана, орбита к-рого лежит внутри магнитосферы планеты. Наиб. устойчивые зоны захваченной радиации расположены в пределах $\lesssim 17R_C$ на дневной и $\lesssim 20R_C$ на ночной сторонах. Ударный фронт находится примерно на 25 R_C. Между магнитопаузой и устойчивой зоной *радиационного пояса* (17—23R_C) располагается область (зона псевдозахвата), где энергетич. спектр частиц становится очень мягким и наблюдаются конвективные потоки плазмы. На ночной стороне образуется протяжённый плазменный шлейф, на к-рый, вероятно, сильно влияют процессы, происходящие в межпланетной среде.

В систему С. входят окружающие его знаменитые кольца и 18 спутников. Кольца представляют собой единую плоскую систему небольшой толщины (менее километра), расположенную в экваториальной плоскости планеты. Выделяют 7 колец, основные из к-рых *A*, *B* и *C* занимают область пространства между 1,2 и 2,3 R_C. Кольца обладают чрезвычайно сложной внутр. структурой: каждое из них состоит ещё из сотен индивидуальных колечек. Эта динамич. структура, так же, как и более крупные промежутки внутри колец (деления), являются следствием резонансов, обусловленных гравитац. взаимодействием колец с неравновесной фигурой планеты и её многочисл. спутниками. Наиб. заметны деления Кассини, Максвелла, Гюйгенса, Энке, Килера. В радиальном направлении периодически наблюдаются тёмные и светлые образования («спицы»), существование к-рых связывают с электростатич. аффектами, обусловленными наличием пылевых частиц внутри колец, погружёнными в магнитосферу С. (с процессами в «пылевой плазме»). Внутри кольца *C* расположено ближайшее к планете слабое кольцо *D*, у внешн. края кольца *A* ($\approx$2,3 R_C) находится очень тонкое кольцо *F*, а за ним вплоть до $\approx 8\ R_C$, последовательно очень слабые кольца *G* и *E*. Общая масса колец $5\cdot10^{-8}\ M_C$. Размеры частиц, образующих кольца, прибл. от долей см до 5 м, состоят они в осн. из льда (гл. обр. водяного). Проблема их происхождения не решена — это либо реликты ранней стадии эволюции Солнечной системы, либо результат гравитац. взаимодействия С. с ядрами комет.

Все крупные спутники С., исключая Титан и Фебу, имеют ледяные поверхности. Низкие ср. плотности (1,2—1,4 г/см^3) свидетельствуют о том, что эти тела почти целиком водно-ледяные; несколько больше отвосит. содержание скальных пород у Мимаса, Дионы, Рея (размеры от 400—500 до 1500 км). Тем не менее на поверхности большинства спутников С. присутствуют характерные следы эндогенной активности, особенно сильно выраженные на Энцеладе. Этот факт пока не нашёл убедит. объяснения (наиб. вероятной причиной является диссипация приливной энергии вследствие наличия резонансов при орбитальном движении спутника в гравитац. поле С.). Размеры открытых «Вояджером» маленьких спутников неправильной формы, находящихся в динамич. взаимодействии с более крупными спутниками и кольцами, прибл. от 30 до 190 км.

Наиб. интерес представляет самый крупный спутник С.— Титан, превышающий по размерам Меркурий (радиус Титана 2575 км, ср. плотность 1,9 г/см^3). Замечат. особенность этого спутника — наличие у него мощной атмосферы (состоящей в осн. из азота) с давлением у поверхности $\approx$1,5 атм и темп-рой $\approx$ 92 К. По-видимому, Титан состоит наполовину из льдов и наполовину из скальных пород (силикатов, металлов). Собств. магн. поля Титан не имеет. На его поверхности с большой вероятностью присутствуют моря и озёра из метана и, возможно, океаны из этана. Из метана состоят и довольно плотные облака, из к-рых метан в виде дождя может выпадать на поверхность; предполагают, что круговорот метана на Титане аналогичен круговороту воды на Земле. В атмосфере Титана обнаружен богатый спектр простых органич. соединений, а сама атмосфера теряет атомарный и молекулярный водород и азот, что приводит к сложным процессам взаимодействия Титана с магнитосферой С. По характеру глобальной дымки и проявлению заметного *парникового эффекта* у поверхности Титан в чём-то напоминает Венеру, хотя определяющие эти свойства хим. состав и процессы иной природы. Лаб. моделирование и расчёты предсказывают, что при совр. скорости образования органич. веществ за время жизни Солнечной системы на Титане должен был образоваться слой такого материала толщиной не менее 100 м. Поэтому с Титаном связывают надежды обнаружить аналог первичного органич. вещества, к-рое могло существовать на ранней Земле.

Лит.: Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Saturn, ed. by T. Gehrels, M. Matthews, Tucson, 1984; Система Сатурна, пер. с англ., М., 1990.

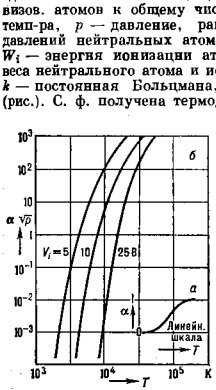
М. Я. Маров.

САХА ФОРМУЛА — ф-ла, определяющая степень термич. ионизации в газе. Получена М. Н. Саха (M. N. Sa-

ha) в 1920 для объяснения ионизации в звёздных атмосферах. С. ф. относится к газу, находящемуся в состоянии термодинамич. равновесия, и имеет вид

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = 2\,\frac{g_i}{g_a}\left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{3/2}\frac{(kT)^{5/2}}{p}\exp(-W_i/kT),$$

где α — степень ионизации, т. е. отношение числа ионизов. атомов к общему числу всех атомов, T — абс. темп-ра, p — давление, равное сумме парциальных давлений нейтральных атомов и ионов и электронов, W_i — энергия ионизации атома, g_a и g_i — статистич. веса нейтрального атома и иона, m — масса электрона, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка (рис.). С. ф. получена термодинамич. путём, аналогично ур-ниям равновесия для хим. диссоциации. С. ф. не вполне точна, т. к. при её выводе предполагается наличие только трёх сортов частиц: нейтральных атомов, однократно заряж. ионов и электронов, т. е. не учитывалась возможность многократной ионизации и возбуждения атомов. С. ф. применима практически при $\alpha \ll 1$. При выводе этой ф-лы предполагалось также, что газ не взаимодействует со стенками, т. е. пренебрегалась возможность ионизации атома электронами, эмиттируемыми горячей стенкой, не учитывалась также *поверхностная ионизация*. Вывод С. ф. при указанных допущениях, основанный на термодинамич. положениях (включая Нернста теорему), не рассматривает тех конкретных процессов ионизации и рекомбинации, к-рые, согласно *детального равновесия принципу*, обеспечивают динамич. равновесие между нейтральными атомами и ионами и электронами. Расчёты показали, что такими процессами при относительно низких темп-рах являются гл. обр. соударения быстрых молекул и фотоионизация, а при более высоких темп-рах — ионизация электронным ударом.

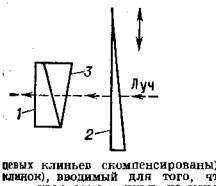


Зависимость степени ионизации газа α от темп-ры T и давления p: а — кривая $f(kT)$; б — кривые $a\sqrt{p} = f(kT)$.

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе, т. 1, М.—Л., 1952; Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959.

Л. А. Сена.

САХАРИ́МЕТР — *поляризационный прибор* для определения содержания сахаров (реже др. *оптически активных веществ*) в растворах по измерению угла *вращения плоскости поляризации*, пропорционального концентрации раствора. Компенсация вращения плоскости поляризации в С., в отличие от *поляриметра*, производится линейно перемещающимся кварцевым клином (рис.). Применение кварцевого компенсатора позволяет освещать С. белым светом, т. к. кварц и сахар обладают почти одинаковой *дисперсией оптического вращения*. При измерении концентрации др. веществ, напр. камфоры, их освещают монохроматич. светом определ. длины волны. Отсчёт угла вращения ведётся по линейной шкале, непосредственно указывающей процентное содержание сахара в растворе. Как и в поляриметрах, в С. при компенсации происходит уравнивание яркостей двух половин поля зрения, регистрируемое визуально или фотоэлектрически.



Кварцевый компенсатор: *1* — неподвижный клин из правовращающего кварца; *2* — подвижный клин из левовращающего кварца, соединённый со шкалой (её нулевая отметка соответствует положению клина, при котором действия обоих кварцевых клиньев скомпенсированы); *3* — клин из стекла (подклинок), вводимый для того, чтобы луч света, проходя через кварцевые клинья, не менял своего направления.

Во мн. совр. С. с поляризац. модуляцией света кварцевый компенсатор и шкала связаны со следящей системой и компенсация измеряемого вращения плоскости поляризации осуществляется автоматически.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961.

САХАРИМЕТРИ́Я — метод определения концентрации растворов *оптически активных веществ* (гл. обр. сахаров, откуда наав. метода), основанный на зависимости *вращения плоскости поляризации* от концентрации раствора. С. применяется в пищевой и хим.-фармацевтич. промышленности.

СВЕРХВЫСО́КИЕ ЧАСТО́ТЫ (СВЧ) — область радиочастот от 300 МГц до 300 ГГц, охватывающая дециметровые волны, сантиметровые волны и миллиметровые волны (см. *Радиоволны*).

СВЕРХВЫСО́КИЙ ВА́КУУМ — газовая среда с очень низкой плотностью газа, давление к-рого $p < 10^{-6}$ Па. В природе С. в. наблюдается в космич. пространстве, заполненном в осн. водородом с давлением $p \sim 10^{-12}$ Па. В окрестности Земли С. в. регистрируется на высотах более 600 км (10^{-8} Па на высоте 1200 км). В лаб. условиях достигнуто разрежение $p \sim 10^{-13}$ Па.

Необходимость в С. в. возникла в связи с разработкой *ускорителей заряженных частиц*, имитаторов космоса и приборов для исследования поверхности твёрдых тел. С. в. необходим, чтобы исключить влияние окружающей газовой среды на состояние *поверхности* твёрдого тела в течение достаточно большого промежутка времени; напр., сохранение состояния атомно-чистой поверхности и её исследование в течение часа возможно при давлении $p \sim 10^{-8}$ Па (см. *Вакуум*).

Трудности получения С. в. связаны с тем, что кол-во газа, адсорбированного на поверхности (в стенках камер) и натекающего из внеш. пространства (атмосферы), намного превосходит то кол-во, к-рое должно заполнять вакуумный объём при $p \sim 10^{-8}$ Па. Эти трудности растут с увеличением степени необходимого разрежения, откачиваемого объёма и сложности устройств, размещаемых в нём.

При получении С. в. необходимо: соблюдение т. н. вакуумной гигиены при изготовлении элементов прибора; применение разъёмных соединений с металлич. уплотнителями; прогрев системы до темп-ры $T \sim 500$°С; использование насосов с большой скоростью откачки и низким предельным давлением. В установке не должно быть материалов, упругость паров к-рых при 500°С превышает предельное разрежение, наиб. широко используются нержавеющие аустенитные стали. Разъёмные соединения в прогреваемых системах должны обладать малой скоростью натекании и сохранять высокую надёжность при многократных циклах «нагрев — охлаждение». Этим требованиям наилучшим образом удовлетворяет соединение типа «Conflat» (рис. 1).

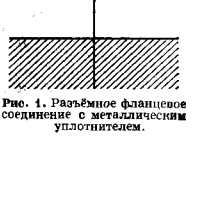


Рис. 1. Разъёмное фланцевое соединение с металлическим уплотнителем.

Для получения С. в. обычно необходимы 3 ступени откачки: низковакуумная, высоковакуумная и сверхвысоковакуумная. Последняя включается после прогрева в высоком вакууме (10^{-4} — 10^{-5} Па) всех частей системы, в т. ч. и сверхвысоковакуумных насосов. В качестве последних используют насосы со скоростью откачки до 10^8 л/с. Это турбомолекулярные, магниторазрядные, гетероионные, конденсационно-сорбционные (криогенные) насосы. Последние обеспечивают самое высокое предельное разрежение $\sim 10^{-11}$ Па. В турбомолекулярном насосе (рис. 2) в корпусе (*1*) с закреплёнными дисками (*2*) вращается ротор (*3*), диски к-рого,

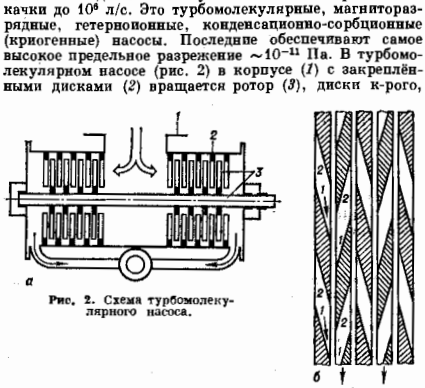


Рис. 2. Схема турбомолекулярного насоса.

как и диски статора *2*, имеют косые прорези (>40, рис. 2, *б*). При вращении ротора молекулы газа увлекаются в каналы, образуемые прорезями. Остаточное давление $\sim 10^{-8}$ Па. Действие магниторазрядного насоса основано на сочетании ионной откачки (ионизация и удаление ионов электрич. полем) и поглощения газа распыляемым материалом катода (в результате ионной бомбардировки). Положит.

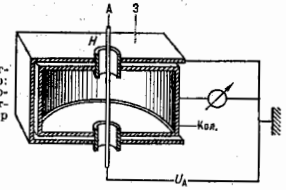


Рис. 3. Инверсно-магнетронный манометр: А — анод; *3* — вспомогательный электрод; Кол. — коллектор ионов.

ионы частично внедряются в катод, частично нейтрализуются и, попадая на анод, замуровываются распылёнными частицами катода. Гетероионные насосы основаны на сочетании поглощения химически активных газов с ионной откачкой инертных газов и углеводородов. В криогенных насосах происходит поглощение газа охлаждённой до низких темп-р поверхностью.

Измерение С. в. вначале осуществлялось ионизационным манометром Байярда — Альперта, в к-ром газ ионизируется электронами, испускаемыми термокатодом, и измеряется ионный ток, пропорциональный давлению. По мере освоения области всё более низких давлений эти манометры уступили место инверсно-магнетронным манометрам (рис. 3). В них измерение сверхнизкого давления газа возможно благодаря использованию *Пеннинга разряда*, возбуждаемого между холодными электродами в пост. магн. поле *Н*. Подавление «паразитной» *автоэлектронной эмиссии* с поверхности коллектора, повышающее чувствительность прибора, обеспечивает вспомогат. электрод Э. При анодном напряжении ~6 кВ и магн. поле $2 \cdot 10^3$ Э, направленном вдоль оси анода, зажигание разряда и соответственно измерение С. в. происходят при давлениях 10^{-10} Па и ниже.

Техника С. в., кроме фундам. исследований, направленных на изучение атомной и электронной структуры чистой поверхности, стимулировала развитие важных науч.-техн. направлений и методов (напр., молекулярно-пучковая *эпитаксия*, катализ, тонкоплёночная микроэлектронная технология и др.).

Лит.: Главков А. А., Саксаганский Г. Л., Вакуум электрофизических установок и комплексов, М., 1995; Уэстон Дж., Техника сверхвысокого вакуума, пер. с англ., М., 1988.

И. М. Овчинников.

СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД — один из видов *электрического разряда в газе*, возбуждаемый быстропеременным электрич. полем в диапазоне частот $f = 10^8 \div 10^{11}$ Гц (длина волны $\lambda = 30$ см $\div$ 3 мм). В зарубежной литературе этот разряд наз. м и к р о в о л н о в ы м.

Способы возбуждения. По условиям возбуждения сверхвысокочастотные (СВЧ) разряды могут быть разделены на неск. видов. 1) Р а з р я д ы в в о л н о в о д а х, возбуждаемые полями бегущей или стоячей эл.-магн. волны. При этом или сам волновод наполнен газом, или в него введены газонаполненные диэлектрич. трубки. На рис. 1 представлена схема С. р. в волноводе,

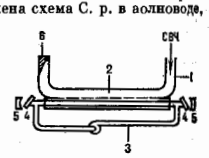


Рис. 1. СВЧ-разряд в волноводе: *1* — волновод; *2* — отверстие связи; *3* — трубка с прокачкой; *4* — брюстеровские окна; *5* —лазерные зеркала; *6* — радиопоглощающая нагрузка.

используемого для создания активной среды газового лазера. К разновидности волноводного С. р. может быть также отнесён разряд, поддерживаемый поверхностной плазменной волной, возбуждаемой в пределах волновода (рис. 2). По такой схеме возбуждается ста-

Рис. 2. СВЧ-разряд в диэлектрической трубке, поддерживаемый плазменной волной: *1* — волновод; *2* — плазма; *3* — диэлектрическая трубка.

ционарный разряд в СВЧ-*плазмотронах*. 2) Р а з р я д ы в р е з о н а т о р а х (рис. 3) возбуждаются также либо в газонаполненном внутрирезонаторном пространстве, либо в газонаполненном баллоне, расположенном внутри резонатора. Применение резона-

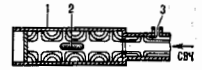


Рис. 3. СВЧ-разряд в резонаторе: *1* — резонатор; *2* — плазменный цилиндр; *3* — петля связи.

торов позволяет относительно просто получать в лаб. условиях разряды в сверхсильных сверхвысокочастотных электрич. полях (до 10^6 В/см), для достижения к-рых в свободном пространстве используются генераторы на релятивистских электронных пучках. 3) С. р. в с в о б о д н о м п р о с т р а н с т в е возбуждаются пучками мощного СВЧ-излучения (рис. 4). Разновид-

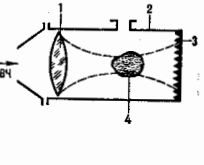


Рис. 4. СВЧ-разряд в свободном пространстве: *1* — диэлектрическая линза, формирующая сходящийся СВЧ-пучок; *2* — вакуумная камера; *3* — радиопоглощающая нагрузка; *4* — плазма.

ностью такого разряда является несамостоятельный разряд, в к-ром ионизац. состояние поддерживается внешним (неполевым) источником, а энергия в ионизованную среду вводится с помощью сверхвысокочастотного электрич. поля, величина к-рого меньше порога пробоя (рис. 5). Разряды в пучках СВЧ-излучения ис-

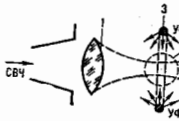


Рис. 5. Несамостоятельный СВЧ-разряд в свободном пространстве: 1 — диэлектрическая линза; 2 — СВЧ-поле (менее порога пробоя); 3 — кольцевой источник УФ-излучения.

пользуются в экспериментах, моделирующих локализованные искусственно ионизованные области над Землёй, а также в *плазмохимии* для получения высокочистых продуктов реакции.

Пороги возбуждения. В СВЧ-разрядах энергия эл.-магн. волн передаётся плазме. Под действием электрич. поля электроны приобретают кинетич. энергию, к-рая затем в соударениях с ионами и атомами переходит как в энергию теплового движения самих электронов, так и в энергию возбуждения и тепловую энергию массивных частиц.

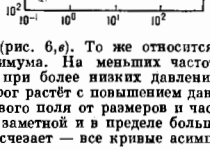
Характер физ. процессов С. р. (пробой газовой среды, динамика разряда, пространственная структура и т. д.) зависит от соотношения между эфф. частотой соударений электронов с атомами и молекулами газа ν_m и частотой электрич. поля ω. При $\nu_m/\omega < 1$ (высокие частоты поля и низкие давления газа) электроны движутся в электрич. поле почти как свободные. При $\nu_m/\omega > 1$ (низкие частоты поля, высокие давления газа) электроны дрейфуют в перем. электрич. поле СВЧ-волны, $E(t) = E_0\cos\omega t$, со скоростью $u_e = eE_0\cos\omega t/m_e\nu_m$, т. е. в каждый момент движутся с той же скоростью, что и в пост. электрич. поле, напряжённость к-рого равна мгновенному значению перем. электрич. поля с амплитудой E_0.

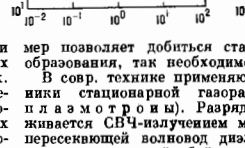
Энергия, приобретаемая электроном в СВЧ-поле,

$$w_e \approx e^2E_0^2/\,2m_e\delta_e\left(\omega^2+\nu_m^2\right), \qquad (1)$$

где δ_e — ср. относит. доля энергии, передаваемая электроном атому или молекуле при столкновении с ними.

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости порога возбуждения E_t самоподдерживающегося С. р. от давления рабочего газа p для разл. газов и при разных условиях. Зависимости всегда имеют минимум. На левой ветви, где порог падает с ростом давления, он тем ниже, чем больше размеры разрядного объёма, характеризуемые диффузионной длиной Λ (рис. 6,*а*), и чем





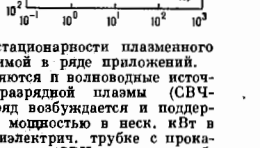


Рис. 6. Измеренные пороги СВЧ-пробоя: *а* — воздух, частота $f = 9{,}4$ ГГц; *б* — несколько газов, $f = 0{,}99$ ГГц, $\Lambda = 0{,}63$ см; *в* — Hg-газ (гелий с добавкой паров ртути), $\Lambda = 0{,}6$ см.

меньше частота поля f (рис. 6,*в*). То же относится и к самой величине минимума. На меньших частотах минимум располагается при более низких давлениях. На правой ветви, где порог растёт с повышением давления, зависимость порогового поля от размеров и частоты становится всё менее заметной и в пределе больших давлений почти совсем исчезает — все кривые асимптотически сливаются.

Теория вполне удовлетворительно описывает пороговые характеристики С. р. Если СВЧ-поле включается достаточно быстро и параметры его сохраняются длит. время (по сравнению с характерным временем развития ионизации), порог возбуждения СВЧ-разряда определяется след. «стационарным» критерием:

$$\nu_i(E_t) = \nu_d + \nu_a(E_t), \qquad (2)$$

где ν_i — частота *ионизации*, ν_a — частота *прилипания* электронов к атомам и молекулам рабочего газа, ν_d — частота диффузионных потерь электронов ($\nu_d = D/\Lambda^2$, D — коэф. диффузии электронов).

В области высоких давлений диффузионные потери электронов незначительны и даже не слишком большая скорость ионизации обеспечивает пробой.

Т. к. при $\nu_m/\omega \ll 1$ энергия электронов (1) практически не зависит от ν_m и от давления, то с ростом давления и, следовательно, ν_m остаётся неизменной и частота ионизации ν_i. Однако с увеличением давления падает частота диффузионных потерь электронов, что приводит к уменьшению порогового электрич. поля E_t. При $\nu_m/\omega \gg 1$ энергия электронов $w_e \approx (^1/_3)e^2E_0/m_e\delta_e\nu_m^2 \propto \propto (E_0/p)^2$, т. к. $\nu_m \propto p$. Поэтому с ростом давления растёт величина порогового поля E_t. Положение минимума кривой $E_t(p)$ можно установить на основании условия, разграничивающего предельные случаи $\nu_m \ll \omega$ и $\nu_m \gg \omega$, а именно, в случае равенства по порядку величины частот столкновений и поля: $\nu_m \approx \omega$.

В условиях короткой длительности импульса τ_f порог возбуждения разряда определяется «нестационарным» критерием: за время τ_f *лавина электронная* с нач. концентрацией электронов n_0 должна дорасти до нек-рой конечной величины n:

$$\nu_i(E_t) - \nu_d - \nu_a = \tau_f^{-1}\ln n/n_0. \qquad (3)$$

Ур-ние (3) обобщает «стационарный» критерий (2) и сводится к нему при $\tau_f \to \infty$. Обычно за конечную концентрацию принимается такая критич. концентрация $n_e = m_e(\omega^2+\nu_m^2)/4\pi e^2$, при к-рой плазменное образование отражает СВЧ-излучение, как металлич. зеркало.

Для пробоя молекулярных газов при прочих равных условиях требуются более высокие поля, чем для атомарных, т. к. электрону приходится затрачивать энергию на возбуждение колебательных и др. более низколежащих электронных уровней в молекулах, и это тормозит набор энергии в поле. В электроотрицат. газах пороги СВЧ-пробоя также высокие, поскольку существуют дополнит. потери на прилипание.

Динамика сверхвысокочастотного разряда. Энергия СВЧ-волны, поглощаемая плазмой в разряде, передаётся атомам и молекулам, изменяя состояние газовой среды и меняя параметры самой плазмы в ходе развития газоразрядного процесса. Лишь совокупность спец.

мер позволяет добиться стационарности плазменного образования, так необходимой в ряде приложений.

В совр. технике применяются и волноводные источники стационарной газоразрядной плазмы (СВЧ-плазмотроны). Разряд возбуждается и поддерживается СВЧ-излучением мощностью в неск. кВт в пересекающей волновод диэлектрич. трубке с прокачиваемым через её объём газом. СВЧ-плазмотрон обладает высоким кпд — до 90%; разрядные условия близки к равновесным с темп-рой разрядной среды $T \approx 9000 - 10000$ К.

С. р., поджигаемые мощным импульсным СВЧ-излучением в свободном пространстве или внутри волноводов, обычно не горят в одном месте, а перемещаются навстречу излучению. В волноводах движение С. р. наблюдалось в широком интервале изменения давлений и плотностей потока СВЧ-излучения как в атомарных, так и в молекулярных газах и смесях. Если при $E_0 < E_t$ в отдалённом от излучателя конце волновода стимулируется пробой, напр. вводом усиливающего электрич. поле острия, то навстречу излучению распространяется волна ионизации, приводящая при достаточно длит. имиульсе к выходу разряда на окно СВЧ-генератора. Скорости движения зависят от мощности СВЧ-излучения, рода газа и его давления и лежат в интервале $10^2 \div 10^4$ см/с. Наиб. скорости зарегистрированы в атомарных газах, наименьшие — в молекулярных.

Ионизационные волны характерны и для С. р. в свободном пространстве в сходящихся СВЧ-пучках. В надпороговых полях ($E_0 > E_t$) разряд в виде светящегося слоя толщиной $\sim\lambda$ со скоростью $10^7 \div 10^8$ см/с движется от места возникновения (фокальная плоскость) навстречу излучению. Скорость фронта ионизации зависит от рода газа, давления, поля СВЧ-волны и сходимости СВЧ-пучка. В полях $E_0 < E_t$ инициированный тем или иным способом разряд в виде неоднородного плазменного слоя с осевым размером $\sim\lambda$ «убегает» от инициатора навстречу излучению со скоростями $10^2 \div 10^5$ см/с, также зависящими от СВЧ-мощности, рода газа и давления.

В надпороговых полях динамика разряда определяется процессами, аналогичными оптическому пробою. Появление понизационной волны связано с пространственной (аксиальной) неоднородностью пучка и падением амплитуды электрич. поля по мере смещения от фокуса к излучателю. Быстрая ионизация газа в области высоких полей и замедленная в области низких приводят к появлению кажущегося движения разряда вдоль оси с тем большей скоростью, чем слабее зависимость частоты ионизации от E_0 и чем меньше угол сходимости пучка. Аксиальный размер области свечения определяется величиной ослабления («скинирования») интенсивности пучка созданной им же газоразрядной плазмой.

Перенос ионизации осуществляется разл. механизмами: диффузией возбуждённых и заряж. частиц, за счёт теплопроводности, собственного ионизирующего излучения разряда и т. д. В зависимости от условий один к.-л. процесс может играть определяющую роль, в соответствии с чем механизм распространения разряда наз. теплопроводностным, диффузионным, фотоионизационным (или радиационным), газодинамическим и др.

Устойчивость и пространственная структура сверхвысокочастотного разряда. Как стационарные, так и движущиеся навстречу волне С. р. характеризуются сложностью формы, прежде всего наличием мелкомасштабной пространственной неоднородности. Неоднородность разряда, как правило, тем существеннее, чем выше отношение ν_m/ω. Важную роль в формировании структуры разряда играют *ионизационные неустойчивости*, к-рые можно разделить на два класса: понизационно-полевые (или электродинамические) и ионизационно-перегревные (или газодинамические).

Ионизационно-полевые неустойчивости характерны для раареженных газов и высокой частоты ω. Физ. механизм возникновения этой неустойчивости основан на явлении плазменного резонанса: пока величина электронной концентрации остаётся ниже критической ($n_e/n_c < 1$), её увеличение в тонком слое, перпендикулярном полю, сопровождается увеличением амплитуды поля ($E_0 \propto \varepsilon^{-1}$, где ε — *диэлектрическая проницаемость* плазмы: $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 n_e/m_e\omega^2$). Это, в свою очередь, приводит к возрастанию частоты ионизации ν_i и, следовательно, к дальнейшему росту n_e. В результате в первоначально однородном разряде образуются плоские неподвижные слои (*страты*), перпендикулярные вектору электрич. поля (см. также *Низкотемпературная плазма*).

Ионизационно-перегревная неустойчивость связана с ростом скорости ионизации при увеличении темп-ры и характерна для высоких давлений газа и малых частот СВЧ-излучения. Физ. механизм этой неустойчивости заключается в следующем: в области локального флуктуац. роста концентрации электронов повышается энерговыделение, растёт темп-ра газа, падает концентрация молекул (атомов) рабочего газа и, соответственно, растёт частота ионизации ν_i, что приводит к дальнейшему росту концентрации n_e. Развитие неустойчивости приводит к распаду первоначально однородного разряда на отд. нити (шнуры), вытянутые вдоль электрич. поля. Эл.-магн. волновая природа возбуждающего разряд излучения сказывается на периодичности возникновения шнуров и на параметрах плазмы, достижимых на конечной (нелинейной) стадии развития неустойчивости. Характерная фотография разряда в газе высокого давления в пучке СВЧ-волн, демонстрирующая сложную структуру плазменного образования в результате развития неустойчивости, приведена на рис. 7.

Вторичноэлектронные вакуумные сверхвысокочастотные разряды (ВЭР). К С. р. относятся и т. н. вторичноэлектронные (или «мультипликаторные») разряды, развивающиеся в вакууме у поверхностей взаимодействующих с СВЧ-излучением металлич. электродов, стенок волноводов и резонаторов, диэлектрич. преград. Явление ВЭР состоит в лавинообразном росте электронной концентрации у одиночной поверхности (односторонний разряд) или между двумя поверхностями (двусторонний разряд). Разряд развивается за счёт *вторичной электронной эмиссии*. ВЭР ограничивают интенсивность излучения мощных генераторных СВЧ-приборов, развиваясь в объёме самого прибора, на его выходных окнах или в элементах транспортирующего излучение тракта.

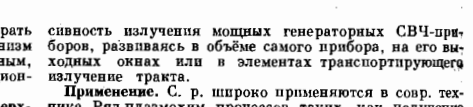


Рис. 7. Фотография СВЧ-разряда в воздухе, возбуждаемая пучком СВЧ-волн; $f = 37$ ГГц; давление $p = 300$ мм рт. ст.

Применение. С. р. широко применяются в совр. технике. Ряд плазмохим. процессов, таких, как получение чистого кварца, разл. соединений металлов, связывания азота с кислородом в воздухе, диссоциация углекислого газа и др., с высокой эффективностью протекает в разрядах, возбуждаемых СВЧ-полями. Преимущества СВЧ-разрядов в плазмохимии прежде всего связаны с возможностью построения реакторов для получения особо чистых веществ.

Относительно высокая устойчивость и специфика вида функции распределения электронов по энергиям обусловливают использование С. р. в технике молекулярных эксимерных и др. газоразрядных лазеров.

Уникальные свойства СВЧ-диапазона, позволяющие с мин. потерями передавать энергию по трассе Земля — космос с включением атм. участка, лежат в основе ряда проектов использования мощных СВЧ-пучков для создания свободно локализованных искусств. плазменных областей в атмосфере.

Лит.: Мак-Доналд А., Сверхвысокочастотный пробой в газах, пер. с англ., М., 1969; Батанов Г. М. и др., СВЧ разряды высокого давления, «Труды ФИАН», 1985, т. 160, с. 174; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987;

СВЧ-генераторы плазмы, М., 1988; Высокочастотный разряд в волновых полях. Сб. науч. трудов, Горький, 1988.

И. А. Коссый.

СВЕРХГЕНЕРАТОР (супергенератор) — периодически запускаемый автогенератор (или параметрон), используемый обычно как приёмник радиосигналов в УКВ-диапазоне (см. *Радиоволны*). Запуск и срыв колебаний С. производятся либо напряжением от отд. УЗ-генератора (генератор гашения), периодически изменяющего коэф. усиления в цепи обратной связи автогенератора, либо С. работает в режиме автомодуляции. Различают линейный и нелинейный (логарифмический) режимы С. В линейном режиме макс. амплитуда импульса генерации С. линейно зависит от амплитуды принимаемого сигнала. В нелинейном режиме от амплитуды принимаемого сигнала зависит приращение площади импульса, а его макс. амплитуда остаётся практически постоянной. В обоих режимах полезная модуляция выделяется после детектирования последовательности импульсов, генерируемых С. Форма частотной характеристики С. зависит от нач. напряжения, определяющего нарастание очередного импульса генерации С. Если возбуждение импульса начинается от уровня шумов в контуре С., то частотная характеристика имеет колоколообразную форму с гладкой огибающей (в некогерентный режим). Если возбуждение определяется затухающим напряжением предыдущего импульса, то частотная характеристика имеет гребенчатую форму, т. е. в С. имеет место резонанс на частотах, отстоящих от частоты заполнения импульсов на величину, кратную частоте гашения (когерентный режим). С. присущи высокий коэф. усиления и сравнительно высокий уровень собственных шумов. В параметрическом С. (ПС) путём модуляции напряжения накачки периодически запускается параметрич. генератор (параметрон). Фаза установившихся колебаний в импульсе ПС может принимать лишь дискретные значения по отношению к фазе напряжения накачки, к-рые определяются фазой принимаемого сигнала. Поэтому для регистрации сигнала в ПС можно применять фазовый детектор. С. используются также в *радиоспектроскопии* для регистрации сигналов ЯМР и ЯКР.

Лит.: Комолов В. П., Трофименко И. Т., Квантование фазы при обнаружении радиосигналов, М., 1976; Сверхгенераторы, М., 1983.

Ю. С. Константинов.

СВЕРХГИГАНТЫ — наиб. яркие звёзды, *светимость* к-рых превышает $\sim 10^4 L_\odot$ и может достигать $(2-3)\cdot 10^6 L_\odot$ ($L_\odot$ — светимость Солнца). По двумерной спектральной классификации С. описываются как объекты *светимости классов* Ia$^+$, Ia, Iab, Ib (звёзды класса Ia$^+$ иногда именуются также гипергигантами или сверхсверхгигантами). Традиционно С. подразделяются на голубые (*спектральных классов* O, B и A), жёлтые (F, G) и красные (K и M, см. также *Красные гиганты* и *сверхгиганты*). По эмпирич. оценкам масс С. достигают 50—60 $M_\odot$, однако возможно существование объектов с массой до $\approx 100\ M_\odot$. Радиусы С. составляют от $\sim 10 R_\odot$ у звёзд ранних спектральных классов до $\sim 1000\ R_\odot$ у звёзд наиб. поздних спектральных классов. Кроме того, С. поздних классов обладают пылевыми оболочками, протяжённость к-рых может достигать неск. тысяч собств. радиусов звёзд.

У большинства С. наблюдается спектральная и фотометрич. переменность разл. масштабов и периодичности, колебания блеска. Эти явления связаны с неустойчивостью протяжённых оболочек, *пульсациями звёзд*, прохождением через оболочки ударных волн, иерегулярными движениями больших областей атмосфер С.

Звёзды с массами от $\approx 5 M_\odot$ до $\approx 12\ M_\odot$ попадают в область *Герцшпрунга — Ресселла диаграммы*, занимаемую С. (т. е. становятся С.), на наиб. поздних стадиях своей эволюции, когда у них формируются углеродно-кислородные ядра, окружённые тонкими слоевыми источниками энерговыделения (см. *Эволюция звёзд*). Менее массивные звёзды никогда не достигают стадии С. Звёзды с массами от $\approx 12\ M_\odot$ до $(40 \pm 10)\ M_\odot$ проводят в области С. практически всё своё время жизни, более массивные звёзды покидают область С. в конце или после завершения стадии горения водорода в ядре.

Одним из осн. факторов, определяющих эволюцию С., является потеря вещества, скорость к-рой составляет от $\sim 10^{-9}\ M_\odot$/год у звёзд спектрального класса A до $\sim 10^{-5}\ M_\odot$/год у звёзд наиб. ранних и наиб. поздних спектральных классов. У горячих С. истечение вещества происходит под действием давления излучения в резонансных линиях в УФ-области спектра, у наиб. холодных С.— под действием давления излучения на пыль и молекулы, к-рые передают импульс газу. Механизм потери вещества объектами промежуточных спектральных классов пока не вполне ясен. С. с массами, меньшими $\approx 10\ M_\odot$, в результате потери вещества превращаются в окружённые плотными газопылевыми оболочками т. н. OH/IR-звёзды, излучающие преим. в ИК- и радиодиапазонах спектра, затем — в ядра *планетарных туманностей* и оканчивают *эволюцию* белыми карликами. С. с массами от $\approx 10\ M_\odot$ до $(40 \pm 10) M_\odot$ к моменту выгорания в их недрах ядерного горючего обладают протяжёнными оболочками и взрываются как *сверхновые звёзды* II типа, образуя нейтронные звёзды. Более массивные С. теряют оболочки на стадии горения водорода в ядре и покидают область С. на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла, становясь горячими гелиевыми *Вольфа — Райе звёздами*. Последние, завершив эволюцию, также взрываются как сверхновые (типа Ib), образуя нейтронные звёзды и, возможно, чёрные дыры.

Для С. поздних спектральных классов характерны многочисл. аномалии хим. состава, связанные с проникновением конвекции из оболочки в область интенсивного ядерного горения, где происходит синтез хим. элементов. При взрывах С. как сверхновых и выбросах *ими оболочек происходит обогащение межзвёздной среды* тяжёлыми элементами.

Лит.: Ягер К. де, Звезды наибольшей светимости, пер. с англ., М., 1984.

Л. Р. Юдаев.сон.

СВЕРХДАЛЬНЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН — *распространение радиоволн* на расстояния, существенно превышающие протяжённость стандартных линий радиосвязи ($\lesssim 10$ тыс. км). Реализуется при благоприятном пространственном распределении электронной концентрации N_e и эфф. частоты соударений ν над землёй на уровне $\sim 70 \div 400$ км, определяющих совместно с рабочей частотой f осн. свойства показателя преломления земной *атмосферы* и формирующих такой волновой канал (см. *Волноводное распространение радиоволн*), к-рый обеспечивает наим. затухание в точке приёма. При этом существ. роль играют высотная стратификация среды и её горизонтальная неоднородность.

Представление о предельно достижимой дальности менялось с накоплением эксперим. фактов, развитием приёмно-передающих комплексов и теории распространения эл.-магн. волн. Первые опыты Г. Маркони (G. Marconi) по трансатлантич. связи (1901) продемонстрировали неожиданно высокую напряжённость поля и привели А. Кеннелли (A. Kennelly) и О. Хевисайда (O. Heaviside) к гипотезе о существовании *ионосферы*, отражающей радиоволны обратно к Земле (см. *Отражение радиоволн*). Освоение в 1920-е гг. КВ-диапазона (декаметрового) показало возможность установления дальних связей даже при малых излучаемых мощностях. Были обнаружены сигналы, проходящие по обратной дуге большого круга, и кругосветное эхо, отмечено повышение амплитуды сигнала в окрестности антипода излучателя. Дальнейшие исследования, в т. ч. с помощью ИСЗ, геофиз. ракет и остронаправленных *антенн*, показали наличие разнообразных каналов С. р. р., множественность траекторий, сложные вариации азимутальных углов прихода, связь оптим. условий распространения с освещённостью трассы. Эти ис-

следования позволили классифицировать сигналы С. р. р. по след. типам: прямые сигналы (ПС) — длина радиотрассы D от 10 до 20 тыс. км; антиподные сигналы (АС) — $D \sim 20$ тыс. км; обратные сигналы (ОС) — $20 < D < 40$ тыс. км; кругосветные сигналы (КС) — $D \sim 40$ тыс. км; кратные кругосветные сигналы ($КС_n$) — $D \sim 40\,n$ тыс. км. К сигналам С. р. р. относят также задержанные сигналы, эхосигналы с многосекундными задержками (ЭС).

Прямые и обратные сигналы. При расстоянии между корреспондентами ~ 10—15 тыс. км в суточном цикле наблюдается резкий переход от кратчайшего пути (ПС) к обратной трассе (ОС). При этом предпочтительной является трасса, бо́льшая часть к-рой лежит в ночном полушарии. Реверс передающей и приёмной антенн на таких трассах способствует повышению надёжности связи.

Антиподные сигналы (АС) соответствуют макс. разносу излучателя и приёмника на Земле, когда потенциально возможны любые направления прихода радиоволн. Из-за неоднородности ионосферы вблизи антипода формируется фокальное пятно размером ~0,5—1,5 тыс. км с неск. направлениями прихода и сложным пространственным распределением напряжённости поля. Это явление аналогично *аберрациям оптических систем*. Оптим. условия приёма АС реализуются на трассах, лежащих в ночном полушарии и в окрестности терминатора (линия, отделяющая дневное полушарие от ночного). АС меньше др. типов сигналов подвержены влиянию ионосферно-магн. возмущённости и поглощению в полярных зонах.

Кругосветные сигналы (КС). Оптим. трассы тяготеют к сумеречной зоне, составляя обычно с терминатором угол 10—20°. Наилучшие условия приёма КС зимой в дневное время, неск. хуже — в ночное время летом и днём в равноденствие. Амплитуда КС практически не меняется при реверсе передающей и приёмной антенн. С ростом солнечной активности приём КС улучшается. Диапазон рабочих частот $f = 10$—30 МГц с оптим. частотами порядка 15—22 МГц. Осн. особенностями КС являются стабильность времени распространения (138—140 мс), наличие оптим. азимута, ортогонального направлению на подсолнечную точку (см. *Магнитосфера Земли*). Более точные условия приёма КС сводятся к след. эмпирич. правилам: критич. частота F-слоя ионосферы в районе излучателя и его антипода $f_{кр} \geqslant f/3$; траектория КС близка к большому кругу, на к-ром достигается максимум минимума $f_{кр}F2$ и минимум продольных градиентов электронной концентрации. При связи между ИСЗ, орбиты к-рых проходят ниже максимума F-слоя, диапазон наблюдаемых частот расширяется до 40 МГц и вероятность приёма дальних радиосигналов значительно увеличивается.

Кратные кругосветные сигналы ($КС_n$). Оптим. условия приёма $КС_n$, как и КС, соответствуют сближению трасс с терминатором. $КС_n$ принимаются в периоды высокого уровня КС. Обращает на себя внимание исключительно низкое затухание $КС_n$ — порядка 5—20 дБ на один обход.

Задержанные сигналы (ЗС). *Радиоэхо* с задержками в единицы и десятки секунд (т. е. на 1—2 порядка большими, чем у КС) наблюдается гораздо реже, чем КС. В ряде случаев оптим. условия приёма ЗС также связаны с терминатором и отмечается кратность их задержек задержкам КС.

Явление С. р. р. наиб. характерно для коротких (декаметровых) волн в диапазоне $f \sim 10$—25 МГц. Волны более низкой частоты испытывают значит. поглощение в ионосфере, а их излучение требует *радиопередающих устройств* большой мощности и громоздких антенн. Для УКВ и более коротких радиоволн, как правило, рефракция в ионосфере недостаточна для формирования устойчивого волнового канала. Предельная частота вырождения (разрушения) волновода определяет верх. границу частотного диапазона С. р. р.

Для С. р. р. всех типов можно отметить ряд общих свойств. Диапазон оптим. частот расширяется в годы высокой солнечной активности. Вертикальные углы прихода радиоволн лежат в пределах 5—20° от горизонта. Для трасс длиной порядка 15—20 тыс. км азимутальный угол прихода меняется плавно со временем, значительно отклоняясь в переходные периоды от дуги большого круга.

Механизмы сверхдальнего распространения радиоволн. Осн. способом С. р. р. декаметровых радиоволн является смешанный механизм распространения, включающий в себя скачковый (последоват. отражение радиоволн от поверхности Земли и ионосферы) и волноводный способы распространения. Приближённые ф-лы для диэлектрич. проницаемости

$$\varepsilon_0 = 1 - 4\pi e^2 N_e / m(\omega^2 + \nu^2)$$

и проводимости плазмы

$$\sigma \approx e^2 N_e \nu^2 / m(\omega^2 + \nu^2),$$

где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, m — масса электрона, позволяют оценить частотно-угл. диапазон волн, удерживаемых в волноводе Земля — ионосфера, и их поглощение. Слабее всего затухают волны высокой частоты, распространяющиеся в приподнятом волновом канале, формирующемся ниже максимума F-слоя за счёт сферичности Земли и рефракции радиоволн в расслоённой ионосфере (рис. 1). Такими волноводно-рикошетирующими модами осуществляется сверхдальняя связь между ИСЗ. Малое погонное затухание КС и $КС_n$ говорит о том, что реализуется волноводный механизм распространения. Оценки показывают, что ионосферный волновод возбуждается с Земли за счёт регулярных горизонтальных градиентов ионосферы, рассеяния на случайных неоднородностях и дифракц. эффектов.

Геом. оптика распространения радиоволн в трёхмерно-неоднородной ионосфере подобна динамике частицы в медленно меняющемся потенциальном поле. В первом приближении вертикальная проекция лучевой траектории $r(s)$ даётся ур-нием

$$\frac{1}{R}\int\frac{\partial Q}{\partial I}\frac{ds}{\sqrt{Q}} = \pm\frac{\partial Q}{\partial I}\int\frac{dr}{r\sqrt{\varepsilon - Q}}. \qquad (1)$$

Здесь $r = R + z$ — расстояние от центра Земли, R — радиус Земли, s — расстояние вдоль земной поверхности; $\varepsilon = (r^2/R^2)\varepsilon_0(r, \theta, \varphi)$ — модифициров. диэлектрич. проницаемость, а $Q = Q(\theta, \varphi)$ — медленно меняющаяся ф-ция географич. координат, определяемая из условия сохранения адиабатич. инварианта:

$$I = \int_{\bar{r}}^{\bar{\bar{r}}} \sqrt{\varepsilon - Q}\, dr/r = \text{const} \qquad (2)$$

(здесь $\bar{r}$, $\bar{\bar{r}}$ — точки поворота луча). Ф-лы (1) и (2) учитывают горизонтальную неоднородность ионосферы и позволяют проследить переход от скачкового механизма к волноводному распространению и обратно (рис. 2). Ф-ция $Q = \cos^2\beta$ определяет вертикальный угол прихода β для скачковых траекторий; для волноводно-рикошетирующих траекторий $Q > 1$. Её максимум достигается на предельной рабочей частоте

$$f_{макс} = \frac{e}{\sqrt{\pi m}}\sqrt{N_e(r_0) + (r_0/2)dN_e(r_0)/dr} \qquad (3)$$

вырождающегося ионосферного волновода на уровне $r = r_0$, определяемом из ур-ния

$$dN_e(r_0)/dr + (r_0/3)d^2N_e(r_0)/dr^2 = 0. \qquad (4)$$

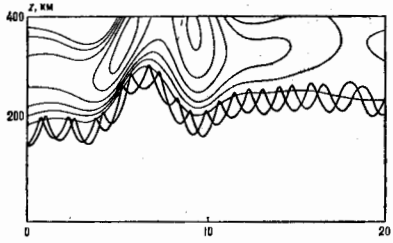


Рис. 1. Пример рикошетирующих траекторий: $f = 30$МГц, $z_0 = 150$ км (тонкая черта — изолинии Ne).

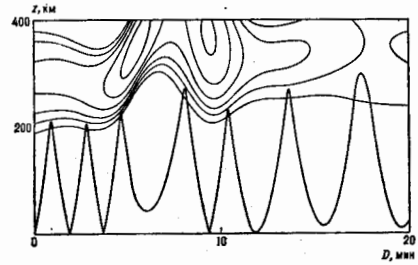


Рис. 2. Отрыв скачковых траекторий от Земли: $f = 18$ МГц, $\beta_0 = 7°$.

$$\left(\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2\theta}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial\varphi}\right)^2 = Q(\theta,\varphi), \qquad (5)$$

определяющего глобальную картину траекторий распространении. Особенности поля лучей (1) — (5) (*каустики* и фокальные точки) указывают области макс. уровня сигнала. За счёт продольной фокусировки возникают дискретные зоны повыш. напряжённости поля вдоль трассы. Поперечная фокусировка приводит к формированию фокальных пятен сложной структуры при антиподном и кругосветном распространении (рис. 3). В окрестности каустик и точек их заострения можно ожидать аномально высокого уровня АС и КС.

Лит.: Красиушкин П. Е., Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей, М., 1947; Шлионский А. Г., Дальнее распространение радиоволн в ионосфере, М., 1979; его же, Радиосвязь с многосекундными задержками, «Радиотехника», 1989, № 11, с. 46; 1991, № 7, с. 42; Гуревич А. В., Цедилина Е. Е., Сверхдальнее распространение коротких радиоволн, М., 1979; Баранов В. А., Карпенко А. Л., Попов А. В., Приближенный метод оперативного расчета характеристик наклонного и возвратно-наклонного зондирования ионосферы, в кн.: Распространение декаметровых радиоволн, М., 1982; Ефимук С. М. и др., Влияние критических частот F2-области ионосферы на прием кругосветных сигналов, «Геомагнетизм и аэрономия», 1985, т. 25, № 4, с. 681; Мартинес Брунет Р., Попов А. В., Структура фокальных пятен на неоднородной сфере, «ДАН СССР», 1986, т. 289, № 5, с. 1079; Попов А. В., Цедилина Е. Е., Черкашин Ю. Н., Новые методы расчета коротковолновых радиотрасс, в кн.: Электромагнитные и плазменные процессы от Солнца до ядра Земли, М., 1989.

А. В. Попов, Ю. Н. Черкашин, А. Г. Шлионский.

СВЕРХДЛИННЫЕ ВОЛНЫ (СДВ) — электромагнитные волны очень низкой частоты (3—30 кГц), длины к-рых в вакууме лежат в интервале 100—10 км. Мощным естеств. источником *радиоволн* этого диапазона являются молниевые разряды. СДВ широко используются в системах радиосвязи, радионавигации и передачи сигналов эталонных частот и единого времени, а также в геофиз. исследованиях электрич. свойств Земли, земной *ионосферы* и *магнитосферы Земли*. Освоение диапазона СДВ и исследование закономерно-

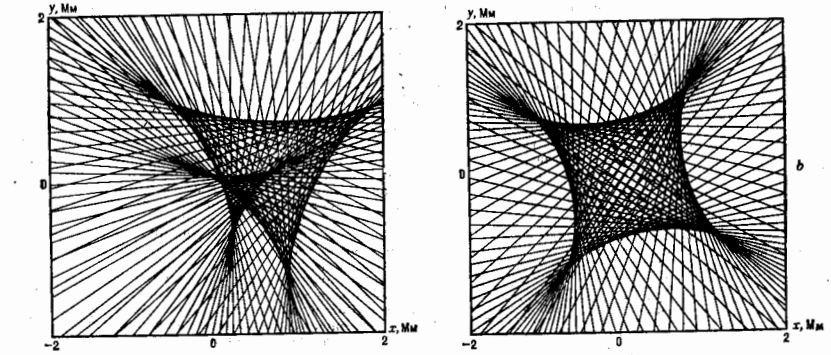


Рис. 3. Структура траектории антиподного сигнала (*а*) и кругосветного сигнала (*б*).

Используя модели профиля электронной концентрации $N_e(r)$ и изменения его узловых параметров [экстремумов $N_e(r)$ и её вертикальных градиентов] в зависимости от координат θ, φ (т. н. экстремально-параметрич. метод), можно получить из (1) — (4) явные ф-лы для всех характеристик радиосигнала.

Усреднённые горизонтальные проекции лучей являются характеристиками двумерного ур-ния *эйконала* стей распространения радиоволн очень низкой частоты было начато в нач. 20 в.

Характерной особенностью СДВ при их распространении вокруг Земли является слабое затухание поля с удалением от излучателя и высокая его фазовая и амплитудная стабильность (по сравнению с радиоволнами более высоких частот) при регулярных и случайных вариациях свойств трассы распространения

(суточные и сезонные изменения ионосферы, сезонные изменения свойств земной поверхности, ионосферные возмущения, изменение метеорологич. условий и т. д.). Это и обусловливает применение СДВ в глобальных радиосистемах высокой точности и надёжности несмотря на необходимость использования излучающих антенных систем больших размеров и более низкую скорость передачи информации. Кроме того, радиоволны этого диапазона обладают большой глубиной проникновения в проводящие среды, что делает возможным их применение для связи с погружёнными в морскую воду и в толщу земли объектами (см. *Распространение радиоволн*).

Распространение СДВ в земных условиях происходит в сферич. волноводном канале, образованном Землёй и ионосферой (см. *Волноводное распространение радиоволн*). На отражение СДВ от ионосферы оказывает влияние её ниж. часть — существенная для отражения область располагается на высотах 60—80 км днём и 80—100 км ночью. В этой области высот на очень низких частотах ионосфера представляет собой неоднородную проводящую среду, проводимость к-рой резко возрастает с высотой и приобретает, начиная с высоты 75 км, заметно выраженный анизотропный характер вследствие влияния магн. поля Земли. В дневных условиях влияние магн. поля Земли на отражение СДВ и их распространение в приземном волноводе невелико, однако ночью оно оказывается существенным. При отражении от анизотропной ионосферы в отражённом поле возникают компоненты, отсутствовавшие в падающей волне, что является причиной ошибок в системах радиопеленгации. Наличие анизотропии приводит к зависимости характеристик эл.-магн. поля от азимута трассы распространения и к появлению невзаимности — изменению характеристик поля при изменении направления трассы распространения на обратное.

СДВ хорошо отражаются от ионосферы и от земной поверхности, что и приводит к их слабому затуханию при распространении в приземном волноводном канале. При излучении молниевых разрядов осн. часть их энергии распространяется в приземном волноводе в виде эл.-магн. импульса, называемого *атмосфериком*, а просочившаяся через ионосферу часть эл.-магн. излучения образует т. н. свистящие атмосферики, спектр к-рых лежит в диапазоне 1—10 кГц.

Для описания и расчёта полей СДВ в волноводном канале Земля — ионосфера применяют 2 их осн. представления — разложение в виде суммы земной и однократно и многократно отражённых от ионосферы волн и разложение в виде ряда нормальных волн. Первое из них удобно для расчёта поля СДВ на расстояниях от излучателя не более неск. сотен км, когда число отражённых от ионосферы волн, влияющих на полное поле, мало (одна или две волны). Для описания поля СДВ на больших расстояниях используется ряд нормальных волн, число существ. членов в к-ром уменьшается с увеличением расстояния.

Лит.: Bremmer H., Terrestrial radio waves, N. Y., 1949; Краснушкин П. Е., Яблочкин Н. А., Теория распространения сверхдлинных волн, 2 изд., М., 1963; Макаров Г. И., Новиков В. В., Орлов А. Б., Современное состояние исследований распространения СДВ в волноводном канале Земля — ионосфера (обзор), «Изд. ВУЗов. Радиофизика», 1970, т. 13, № 3, с. 321. *Г. И. Макаров, В. В. Новиков.*

СВЕРХЗВУКОВАЯ СКОРОСТЬ — скорость движения среды или тела в среде, превышающая скорость звука в данной среде.

СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение газа, в к-ром в рассматриваемой области скорости v его частиц больше местных значений скорости звука a. С изучением С. т. связан ряд важных практич. проблем, возникающих при создании самолётов, ракет, снарядов со сверхзвуковой скоростью полёта, при создании высоконапорных компрессоров, паровых и газовых турбин, эжекторов, *аэродинамических труб* для получения потока со сверхзвуковой скоростью и др.

Наиб. развитие получило исследование установившихся С. т. при обтекании одиородным потоком тел и при движении газа в разл. каналах, соплах и в струях. Установившиеся С. т. газов, термодинамич. состояние к-рых характеризуется двумя величинами, напр. давлением p и плотностью ρ, описываются в общем случае системой пяти квазилинейных дифференц. ур-ний в частных производных гиперболич. типа с тремя независимыми пространственными переменными x_1, x_2, x_3; искомыми величинами являются три составляющие вектора скорости v_1, v_2, v_3, давление p и плотность ρ (или энтропия S). При изучении С. т. важная роль принадлежит понятию характеристик системы дифференц. ур-ний.

С. т. газа имеет ряд качеств. отличий от дозвуковых течений. Т. к. слабое возмущение в газе распространяется со скоростью звука, то влияние слабого изменения давления, вызываемого помещённым в равномерный сверхзвуковой поток источником возмущений (напр., телом), не может распространяться вверх по потоку, а сносится вниз по потоку со скоростью $v > a$, оставаясь внутри т. н. конуса возмущений COD или конуса Маха (рис. 1). В свою очередь, на данную точку

Рис. 1. Конус возмущения COD и конус влияния AOB.

O потока могут оказывать влияние слабые возмущения, идущие только от источников, расположенных внутри конуса AOB с вершиной в данной точке и с тем же углом при вершине, что и у конуса возмущений, но обращённого противоположно ему (т. н. конус влияний).

Если установившийся поток газа неоднороден, то области возмущений и области влияния, построенные для каждой точки, ограничены не прямыми круглыми конусами, а коноидами — конусовидными криволинейными поверхностями с вершиной в данной точке. С матем. точки зрения эти поверхности и являются характеристиками системы дифференц. ур-ний с частными производными, описывающей движение газа (см. *Газовая динамика*). Через характеристику или поверхность, являющуюся огибающей к-л. однопараметрич. семейства характеристик, решение ур-ний может быть продолжено непрерывным образом бесчисленным кол-вом способов, т. е. к-л. одно течение газа может через характеристику соединяться непрерывным образом с разл. течениями (при этом будут терпеть разрыв производные к-л. порядка от скорости, давления и плотности газа по нормали к характеристике). Величина составляющей скорости газа по нормали к характеристике равна местному значению скорости звука. Существ. особенности С. т. обусловлены нелинейностью системы ур-ний газовой динамики и зависимостью т. н. *импеданса акустического* ρa от термодинамич. состояния среды.

При распространении по газу волны, вызывающие повышение и понижение давления, имеют разный характер. Волна, вызывающая повышение давления, распространяясь по газу, превращается в очень узкую область (с толщиной порядка длины свободного пробега молекул), к-рую для мн. целей теоретич. исследования заменяют поверхностью разрыва — т. н. *ударной волной* или *скачком уплотнения*. При прохождении газа через ударную волну его скорость, давление, плотность, энтропия меняются разрывным образом — скачком. Согласно 2-му началу термодинамики (требующему, чтобы энтропия при адиабатич. процессах не убывала), следует, что возможны лишь такие скачки, в к-рых давление и плотность газа возрастают, т. е. скачки уплотнения, а скачки разрежения, допускаемые законами сохранения массы, импульса и энергии и приводящие к уменьшению давления и плотности, не

противоречащие 2-му началу термодинамики (т. к. энтропия должна уменьшаться),— невозможны (т е о р е м а Ц е м п л е н а).

Скачок уплотнения (ударная волна) распространяется по газу со сверхзвуковой скоростью, тем большей, чем больше интенсивность скачка, т. е. чем больше повышение давления в нём. При стремлении интенсивности скачка к нулю скорость его распространения приближается к скорости звука. Векторы скорости частицы газа до и после прохождения ею скачка уплотнения и нормаль к элементу скачка уплотнения, сквозь к-рый проходит частица, лежат в одной плоскости. При заданной скорости набегающего потока компоненты скорости газа за скачком в этой плоскости связаны соотношением, геом. интерпретацией к-рого является т. н. у д а р н а я п о л я р а, пользуясь к-рой легко определить скорость газа после скачка, если известен угол поворота потока в скачке.

При установившемся С. т. вдоль стенки с изломом (рис. 2,*а*) возмущения, идущие от всех точек линии излома, ограничены огибающей конусов возмущений — плоскостью, наклонённой к направлению потока под углом μ, таким, что $\sin\mu = a/v$. За этой плоскостью поток поворачивается, расширяясь внутри угл. области, образованной пучком плоских фронтов возмущений (характеристик) до тех пор, пока не станет параллельным направлению стенки после излома. Если стенка между двумя прямолинейными участками искривляется непрерывно (рис. 2,*б*), то поворот потока происходит постепенно в последовательности прямых характеристик, исходящих из каждой точки искривлённого участка стенки. В этих течениях, называемых т е ч е н и я м и П р а н д т л я — М а й е р а, параметры газа постоянны вдоль плоских характеристик. Давление и плотность газа в таком течении при движении уменьшаются. При удалении от стенки градиенты этих величин вдоль линий тока уменьшаются. Напротив, если стенка имеет вогнутый участок (рис. 2,*в*), то прямолинейные характеристики сближаются и градиенты давления и плотности вдоль линий тока при нек-ром удалении от стенки неограниченно возрастают, в потоке возникает скачок уплотнения.

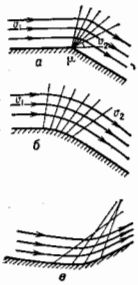


Рис. 2. Обтекание сверхзвуковым потоком: *а* — стенки с изломом; *б* — выпуклой искривлённой стенки; *в* — вогнутой стенки.

При обтекании сверхзвуковым потоком клина (рис. 3,*а*) поступат. течение вдоль боковой поверхности клина отделяется от набегающего потока плоским косым скачком уплотнения, идущим от вершины клина (т. н. головная ударная волна), скорость потока за скачком определяется по ударной поляре; для клина конечной длины из двух возможных значений скорости осуществляется бо́льшее. При углах раскрытия клина, бо́льших нек-рого предельного, подобное простое течение невозможно. Скачок уплотнения становится криволинейным, отходит от вершины клина, превращаясь в отошедшую ударную волну, и за ней появляется область с дозвуковой скоростью течения газа в ней. Это характерно для сверхзвукового обтекания тел с тупой головной частью (рис. 3,*б*).

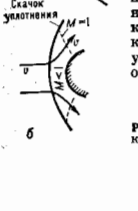


Рис. 3. Обтекание сверхзвуковым потоком: *а* — клина; *б* — затупленного тела.

При обтекании сверхзвуковым потоком пластины (рис. 4) под углом атаки α, меньшим того, при к-ром скачок отходит от передней кромки пластины, от её передней кромки вниз идёт плоский скачок уплотнения, а вверх — течение разрежения Прандтля — Майера. В скачке и в волне разрежения поток поворачивается, обтекая затем пластину. На верх. стороне пластины давление ниже, чем под пластиной; вследствие этого возникает *подъёмная сила* и сопротивление, т. е. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*, не имеет места. Причиной того, что, в отличие от дозвукового обтекания, при сверхзвуковой скорости обтекания идеальным газом тела испытывают сопротивление, служит возникновение скачков уплотнения и связанное с ними увеличение энтропии газа при прохождении им скачков. Чем большие возмущения вызывает тело в газе, тем интенсивнее ударные волны и тем больше сопротивление движению тела (рис. 5). Для уменьшения сопротивления тел при сверхзвуковых скоростях может быть использован принцип интерференции возмущений, идущих от разл. частей тела или от разл. тел системы, напр. как в случае биплана Буземана (рис. 6), к-рый обладает нулевым сопротивлением, но не имеет и подъёмной силы.

Рис. 4. Схема обтекания пластинки сверхзвуковым потоком.

Рис. 5. Тела, обладающие равным сопротивлением при большой сверхзвуковой скорости.

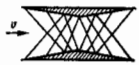


Рис. 6. Биплан Буземана.

Для уменьшения сопротивления, связанного с образованием головных ударных волн, при сверхзвуковых скоростях пользуются стреловидными (рис. 7) и треугольными крыльями, передняя кромка к-рых образует острый угол β с направлением скорости v набегающего потока. Волновое сопротивление крыла бесконечного размаха обратится в нуль, когда угол скольжения β крыла достигает такой величины, что нормальная к кромке крыла составляющая скорости v_n станет дозвуковой.

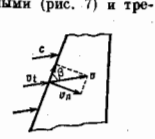


Рис. 7. Схема обтекания стреловидного крыла.

Аэродинамически совершенной формой (т. е. формой с относит. малым сопротивлением давления) при сверхзвуковой скорости является тело, нормаль к поверхности к-рого мало отклоняется от плоскости, перпендикулярной к направлению движения, т. е. тонкое,

заострённое с концов тело, движущееся под малыми углами атаки. При движении таких тел с умеренной сверхзвуковой скоростью (когда скорость полёта превосходит скорость звука в небольшое число раз) производимые ими возмущения давления и плотности газа и возникающие скорости движения частиц газа малы. Для этих условий разработана теория, основанная на линеаризации ур-ний движения сжимаемого газа и позволяющая определить аэродинамич. характеристики профилей крыла, тел вращения, крыльев конечного размаха. К особенно простым соотношениям эта теория приводит в случае установившегося обтекания крыла бесконечного размаха (профиля). При таком обтекании избыточное давление, производимое потоком со скоростью v на каждый элемент поверхности крыла, равно $\rho v^2\theta/\sqrt{M^2-1}$, где ρ — плотность воздуха, θ — местный угол между касательной к профилю и направлением набегающего потока, M — *Маха число* потока. Коэф. подъёмной силы C_y и сопротивления C_x профиля (отнесённые к длине хорды профиля) выражаются ф-лами

$$C_y=4\alpha/\sqrt{M^2-1},\quad C_x=\left[4\alpha^2+2\left(\overline{\theta}_н^2+\overline{\theta}_в^2\right)\right]/\sqrt{M^2-1}.$$

Здесь $\overline{\theta}_н^2$ и $\overline{\theta}_в^2$ — осреднённые по длине профиля квадраты углов наклона элементов верхней и нижней частей контура к его хорде.

Для определения полей скоростн и давления при С. т. около тел вращения и профилей немалой толщины, внутри сопел ракетных двигателей и сопел аэродинамич. труб и в др. случаях С. т. пользуются численным методом характеристик и др. численными методами решения ур-ний газовой динамики. При использовании быстродействующих вычислит. машин становится возможным расчёт трёхмерных С. т., напр. расчёт обтекания тел вращения под углом атаки, сопел некруглого сечения и др.

Течения с большой сверхзвуковой (гиперзвуковой) скоростью ($v \gg a$) обладают нек-рыми особыми свойствами. Полёт тела в газе с гиперзвуковой скоростью связан с ростом до очень больших значений темп-ры газа вблизи поверхности тела, что вызывается мощным сжатием газа перед головной частью движущегося тела и выделением тепла вследствие внутр. трения в газе, увлекаемом телом при полёте. В связи с этим при изучении гиперзвуковых течений газа необходимо учитывать изменение свойств воздуха при высоких темп-рах, возбуждение внутр. степеней свободы и диссоциацию молекул газов, составляющих воздух, хим. реакции (напр., образование окиси азота), возбуждение электронов и ионизацию.При расчёте равновесных адиабатич. течений газа эти факторы влияют на зависимость теплосодержания газа и его энтропии от темп-ры и давления. В задачах, в к-рых существенны явления молекулярного переноса — при расчёте поверхностного трения, тепловых потоков к обтекаемой газом поверхности и её темп-ры,— необходимо учитывать изменение в широких пределах вязкости и теплопроводности воздуха, в ряде случаев — диффузию и термодиффузию компонент воздуха. Напр., при обтекании охлаждённой поверхности воздухом высокой темп-ры, содержащим диссоцииров. кислород, у стенки воздух охлаждается и концентрация диссоцииров. частиц кислорода в нём уменьшается. Благодаря этому возникает диффузионный поток атомов кислорода к стенке, рекомбинация же диффундирующих атомов вблизи стенки связана с выделением тепла. Т. о., действит. тепловой поток к стенке больше того, к-рый был бы найден без учёта диффузии.

В нек-рых условиях гиперзвукового полёта на больших высотах (см. *Динамика разреженных газов*) процессы, происходящие в газе, нельзя считать термодинамически равновесными. Установление термодинамич. равновесия в движущейся частице газа происходит не мгновенно, а требует определ. времени — т. н. времени релаксации, к-рое различно для разл. процессов. Отступления от термодинамич. равновесии могут заметно влиять на процессы, происходящие в пограничном слое (в частности, на величину тепловых потоков от газа к телу), на структуру скачков уплотнения, на распространение слабых возмущений и др. явления. Так, при сжатии воздуха в головной ударной волне легче всего возбуждаются поступат. степени свободы молекул, определяющие темп-ру воздуха, и его излучение в области за ударной волной может быть намного выше, чем по расчёту в предположении о мгновенном возбуждении колебат. степеней свободы.

При очень высокой темп-ре (~3000—4000 К и более) в воздухе присутствуют в достаточно большом кол-ве ионизов. частицы и свободные электроны. Хорошая электропроводность воздуха вблизи тела открывает возможность использования эл.-магн. воздействий на поток для изменения сопротивления тела или уменьшения тепловых потоков от горячего газа к телу. Она же затрудняет проблему радиосвязи с летат. аппаратом из-за отражения и поглощения радиоволн ионизов. газом, окружающим тело. Нагревание воздуха при сжатии его перед головной частью движущегося с гиперзвуковой скоростью тела может вызывать мощные потоки лучистой энергии, частично передающейся телу и вызывающей дополнит. трудности при решении проблемы его охлаждения. Рациональным выбором формы тела можно добиться значит. степени рассеивания лучистой энергии в окружающих слоях воздуха.

Если скорость набегающего потока во много раз превосходит скорость звука, то при малых возмущениях скорости изменения давления и плотности уже не будут малыми и необходимо пользоваться нелинейными ур-ниями даже при изучении обтекания тонких заострённых тел. Существ. роль нелинейных эффектов характерна для гиперзвуковой аэродинамики. Мн. представления аэродинамики умеренных сверхзвуковых скоростей, касающиеся поведения сил и моментов, действующих на летят. аппараты, а также устойчивости и управляемости этих аппаратов, становятся неприменимыми при гиперзвуковых скоростях полёта.

Большие значения числа M в течениях с гиперзвуковой скоростью позволяют установить важные качественные особенности таких течений и развивать нелинейные асимптотич. теории для их количеств. анализа. Для приближённого определения давления на головную часть затупленных впереди тел вращения и профилей получила распространение ф-ла Ньютона, согласно к-рой избыточное давление Δp на элемент поверхности тела равно нормальной к этому элементу составляющей кол-ва движения набегающего потока, т. е. $\Delta p = \rho v^2\sin^2\theta$, где θ — угол между направлением касательной к поверхности тела и направлением набегающего потока.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 5 изд., ч. 1—2, М., 1991; Черный Г. Г., Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959; его же, Газовая динамика, М., 1988; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Осаянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981.

Г. Г. Чёрный.

СВЕРХИЗЛУЧЕ́НИЕ — коллективное спонтанное испускание эл.-магн. излучения при переходе системы N невзаимодействующих излучателей ($N \gg 1$) в когерентное сфазированное состояние. С. предсказано Р. Г. Дикке (R. H. Dicke) в 1954, обнаружено экспериментально в 1973 после создания лазеров.

Дикке показал, что система N инвертированных двухуровневых атомов (см. *Двухуровневая система*) может спонтанно перейти в осн. состояние за время, обратно пропорциональное числу атомов $\tau \sim N^{-1}$. Этот эффект обусловлен наведением корреляций между дипольными моментами перехода пространственно разделённых излучателей, взаимодействующих друг с

другом через поле излучения. В результате атомы, находящиеся в макроскопически большом объёме, излучают когерентно. Поскольку полная энергия, излучаемая коллективом атомов, равна $N\hbar\omega_0$ (ω_0 — частота перехода), то интенсивность излучения $I \propto N\hbar\omega_0/\tau \propto N^2$. В случае же обычного спонтанного излучения, когда атомы распадаются независимо друг от друга со временем спонтанного распада T_1, не зависящим от числа излучателей, интенсивность $I \propto N\hbar\omega_0/T_1 \propto N$.

С. ансамбля излучателей обусловливается воздействием поля, испущенного одним из осцилляторов, на все остальные излучатели ансамбля. Именно это воздействие способно привести к когерентизации процесса испускания излучения ансамблем осцилляторов. Эфф. самонаведение корреляций между дипольными моментами осцилляторов возможно лишь в том случае, когда время этого процесса $\tau_к$ меньше времени релаксации дипольного момента атома T_2, а также меньше T_1 (обычно $T_2 < T_1$). Таким образом, С. представляет собой нестационарный процесс, протекающий за время, меньшее T_1 и T_2. Установление корреляций между излучателями происходит самопроизвольно в процессе излучения, этим С. отличается принципиально от нестационарных когерентных процессов, обусловленных внеш. когерентной накачкой, таких, как *самоиндуцированная прозрачность*, *фотонное эхо* и др.

По характеристикам и условиям наблюдения С. отличается и от обычного спонтанного излучения, и от стимулиров. излучения. Это отличие можно рассмотреть на примере типичного эксперимента по наблюдению С. (рис. 1,*б*). Внутри макроскопически большого, вытянутого и открытого с обоих концов цилиндра длиной L и площадью основания Z ($L \gg \sqrt{Z}$, $V = LZ$,

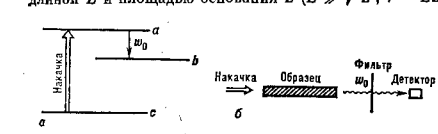


Рис. 1. Схема рабочих уровней (*а*) и экспериментальной установки (*б*) в типичном эксперименте по наблюдению сверхизлучения.

$n = N/V$) находится N двухуровневых атомов. Сначала атомы переводятся в верх. состояние (рис. 1,*а*) достаточно коротким ($\tau_н < \tau_к$) импульсом накачки так, чтобы состояние системы было некогеритным (т. е. корреляции между дипольными моментами отсутствуют). Затем начинается свободный распад системы инвертиров. атомов, характер к-рого зависит от соотношения временных параметров: T_1, T_2, $\tau_к$, а также $\tau = L/c$ — времени пролёта фотона через среду. Если плотность атомов настолько мала, что $T_1 < \tau_к$, то каждый атом распадается независимо от других и система излучает спонтанно и изотропно по всем направлениям с характерным временем T_1 (рис. 2,*б*).

Если же выполняется условие

$$\tau \ll \tau_к \ll T_2, T_1,$$

то наблюдается С. Правое неравенство означает, что коллективные процессы протекают быстрее, чем релаксац. процессы в каждом атоме. Левое неравенство означает, что фотоны покидают объём за время, меньшее времени наведения межатомных корреляций, так что стимулиров. процессами во время развития С. можно пренебречь. При выполнении этих условий система N атомов излучает импульс С., пиковая интенсивность к-рого на неск. порядков превосходит интенсивность спонтанного излучения, причём осн. часть излучения направлена вдоль наиб. вытянутости объёма (рис. 2,*в*). При $\tau \sim \tau_к$ часть излучённой энергии снова запитывается в атомную подсистему и излучение формируется в виде последовательности импульсов с уменьшающимися амплитудами (рис. 2,*в*) — осцилляторный режим С.

Важной характеристикой С. является время задержки импульса t_0, определяемое по моменту наблюдения максимума импульса, к-рое примерно на порядок превосходит длительность самого импульса С. ($t_0 \sim \tau_к \ln N$). Такая задержка импульса С. объясняется тем, что процесс распада начинается с изотропного спонтанного излучения, и лишь благодаря взаимодействию атомов через поле излучения в системе происходит нарастание корреляций дипольных моментов атомов, к-рые достигают макс. значения как раз в момент t_0.

В случае $T_2 < \tau_к' \ll \tau$ наблюдается режим усиления спонтанного излучения. Левое неравенство означает, что поляризация быстро подстраивается под поле, а правое — то, что фотоны остаются внутри среды на время τ, достаточное для лавинообразного нарастания стимулиров. излучения (протекающего за время $\tau_к'$). В литературе процесс усиления спонтанного излучения наз. также часто *сверхлюминесценцией*. С. отличается от него тем, что в формировании С. вынужденные переходы атомов практически не играют роли.

Эффект С. имеет как общефиз., так и прикладное значение. С физ. точки зрения эффект С. является примером кооперативного поведения системы N частиц, взаимодействующих с эл.-магн. полем. Вопросы о формировании скоррелиров. состояния в такой системе, выяснение роли геометрии среды в формировании пространственной когеретности и влиянии формы на скорость указанных процессов представляют общий интерес. С прикладной точки зрения эффект С. имеет значение как один из методов получения когерентного излучения в беззеркальных системах. Особенно это важно для КВ-диапазона (рентгеновского и гамма-излучения), где трудно надеяться на получение высокоотражающих зеркал. Теоретич. оценки показывают, что С. может оказаться возможным механизмом генерации когерентного излучения в этих диапазонах.

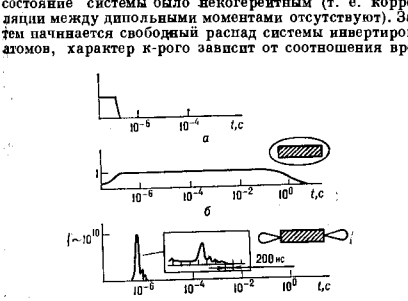


Рис. 2. Сравнение сверхизлучения и некогерентного спонтанного распада: *а* — импульс накачки, инвертирующий рабочий переход; *б* — интенсивность излучения в случае некогерентного спонтанного распада ($T_1 \sim 1$ с); *в* — наблюдаемый остронаправленный сигнал сверхизлучения (гаа HF), пиковая интенсивность сигнала сверхизлучения примерно в 10^{10} раз превосходит интенсивность спонтанного распада.

Лит.: 1) Dicke R. H., Coherence in spontaneous radiation processes, «Phys. Rev.», 1954, v. 93, p. 99; 2) Андреев А. В., Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты, «УФН», 1990, т. 160, в. 12, с. 1; 3) Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А., Кооперативные явления в оптике. Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы, М., 1988; 4) Кооперативное излучение и статистика фотонов, Л., 1986.

А. В. Андреев.

СВЕРХИНЖЕКЦИЯ — явление, возникающее при инжекции неосновных носителей заряда в *гетеропереходе*, заключающееся в превышении концентрации неосновных носителей в материале, в к-рый происходит инжекция, по сравнению с концентрацией носителей в эмитте-

ре. С. электронов может наблюдаться при инжекции из материала с меньшим сродством к электрону в материал с большим сродством. Механизм С. иллюстрируется зонной картиной p — n-перехода в системе GaAs — GaAlAs. На рис. 1 (*а*) изображена зонная схема гетероперехода p-GaAs — n-GaAlAs в состоянии равновесия, на рис. 1 (*б*) — при приложении напряже-

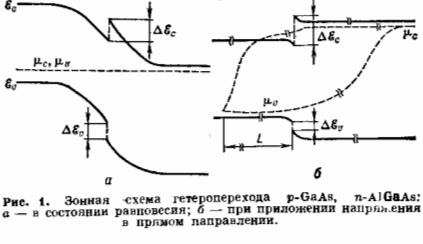


Рис. 1. Зонная схема гетероперехода p-GaAs, n-AlGaAs: *а* — в состоянии равновесия; *б* — при приложении напряжения в прямом направлении.

ния в пропускном направлении. Изображены линии, отвечающие положению краёв зон ($\mathscr{E}_c$ и $\mathscr{E}_v$) и положению *квазиуровней Ферми* (μ_c и μ_v); $\Delta\mathscr{E}_c$ и $\Delta\mathscr{E}_v$ — разрывы зон. Условия квазиравновесия отвечают постоянству квазиуровней Ферми в слое пространственного заряда, поэтому если условия квазиравновесия выполняются, то концентрация электронов в узкозонном GaAs оказывается больше, чем в эмиттере из GaAlAs. Для невырожденных носителей заряда макс. величина коэф. С. χ (отношение концентрации инжектиров. носителей к их концентрации в эмиттере) может быть оценена как $\exp(\Delta\mathscr{E}_c/kT)$. В рамках диффузионной теории макс. значение χ с учётом падения квазиуровня Ферми равно отношению диффузионной длины и длины Дебая L/l. При инжекции в двойной *гетероструктуре*, в к-рой тонкий слой узкозонного материала заключён между широкозонными эмиттерами (рис. 2), в выражении для максимального χ появляется дополнит.

Рис. 2. Двойная гетероструктура в режиме сверхинжекции.

множитель L/d, где d — толщина узкозонного слоя, в к-ром происходит рекомбинация. С. может наблюдаться и в плавных гетеропереходах, в к-рых параметры материала непрерывно изменяются с координатой. Гетеропереход может считаться резким, если изменение таких параметров, как ширина запрещённой зоны, сродство к электрону на величину порядка kT, происходит на расстояниях, меньших длины Дебая, в противном случае в выражении для χ дебаевская длина заменяется на характерную полевую длину, совпадающую с расстоянием, на к-ром ширина запрещённой зоны меняется на величину kT. Поскольку, как правило, дебаевская длина много меньше диффузионной длины, величина χ может достигать в реальных гетеропереходах, как плавных, так и резких, весьма больших значений. С. широко используется в гетеротранзисторах и *гетеролазерах*. В гетеротранзисторах за счёт С. обеспечивается односторонняя инжекция носителей в базу. В гетеролазерах С. позволяет использовать в качестве эмиттеров относительно слабо легированные слои с низкими оптич. потерями, что способствует снижению порогового тока гетеролазера и повышению дифференц. квантовой эффективности.

Лит.: Алферов Ж. И., Казаринов Р. Ф., Халфин В. Б., Об одной особенности инжекции в гетеропереходах, «ФТТ», 1966, т. 8, № 10, с. 3102; Алферов Ж. И. и др., Инжекционные свойства гетеропереходов n-$Al_xGa_{1-x}As$ — p-GaAs, «ФТП», 1968, т. 2, в. 7, с. 1016; Казаринов Р. Ф., О предельном снижении пороговой плотности тока инжекционных лазеров с двойной гетероструктурой, «ФТП», 1973, в. 4, с. 763; Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Сверхинжекция носителей в варизонных p — n-структурах, «ФТП», 1975, т. 9, в. 1, с. 12; Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983; Korol'kov V. I., Electric and photoelectric properties of heterostructures, в кн.: Semiconductor heterostructures. Physical processes and applications, Moscow, 1989, p. 15—17.

В. Б. Халфин.

СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ (суперлюминесценция) — излучение активной среды, в к-рой создана инверсия населённостей уровней энергии без обратной связи. С. наблюдается в активной среде лазера до достижения порога генерации или в направлениях, для к-рых усиление на проход меньше потерь. С. отличается от люминесценции суженным спектром и диаграммой направленности, имеющей максимум в направлении макс. длины пути в усиливающей среде; от лазерного излучения — отсутствием модовой структуры, меньшей направленностью и более широким спектром. Явление С. играет вредную роль в многокаскадных лазерных усилителях, т. к. снижает степень инверсии населённостей. Для уменьшения С. между каскадами применяют оптич. развязки. В безрезонаторных однопроходных лазерах с большим коэф. усиления, имеющих длину, много большую поперечных размеров активной среды, С. выступает в качестве лазерного излучения. Схемы таких лазеров обсуждаются как один из возможных путей осуществления рентгеновских и гамма-лазеров.

Э. А. Свириденков.

СВЕРХНИЗКОЧАСТО́ТНЫЕ РАДИОВО́ЛНЫ — электромагнитные волны, диапазон частот к-рых по международному регламенту радиосвязи охватывает область от 30 до 300 Гц (длины волн от 10 до 1 Мм). Распространение радиоволн сверхнизкочастотного (СНЧ) диапазона происходит в волноводном канале, ограниченном поверхностью Земли и ниж. кромкой ионосферы, высота к-рой в зависимости от времени суток и геофиз. условий изменяется от 60 до 90 км. Поскольку длина волны значительно превышает высоту канала, в волноводе Земля — ионосфера распространяется только квази-*TEM*-волна (см. *Волновод металлический*). Она имеет 2 осн. составляющие: радиальную (вертикальную) электрич. поли и азимутальную (горизонтальную) магн. поля. Благодаря одномодовому распространению передаваемые сигналы в СНЧ-диапазоне отличаются высокой стабильностью. Затухание СНЧ-радиоволн в волноводе Земля — ионосфера мало́ и с ростом частоты изменяется от долей дБ/1000 км до единиц дБ/1000 км. Благодаря этому возможна передача радиосигналов на очень большие расстояния, вплоть до кругосветных трасс. При этом напряжённость поля, осциллируя за счёт интерференции волн, заметно возрастает по мере приближения к антиподной точке.

Интерференция кругосветных СНЧ-волн проявляет себя в т. н. шумановских резонансах, при к-рых на собств. частотах резонатора Земля — ионосфера наблюдается увеличение атм. шумов.

Влияние магн. поля Земли приводит к зависимости фазовой скорости СНЧ-радиоволн и их затухания от направления распространения.

СНЧ-диапазон характеризуется высоким уровнем радиопомех. Естеств. помехи порождаются электрич. разрядами в атмосфере, а искусственные — работой промышленных электроустановок и линиями электропередач. Кроме того, темп передачи информации из-за узости диапазона оказывается очень низким. Тем не менее большая глубина скин-слоя является столь важ-

ным преимуществом, что СНЧ используются для радиосвязи с погружёнными объектами (подводные лодки, подземные установки) и для эл.-магн. зондирования недр Земли.

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

П. В. Блиох, А. П. Николаенко.

СВЕРХНОВЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды, *блеск* к-рых при вспышке увеличивается на десятки звёздных величин в течение неск. суток. Вспышка происходит в результате взрыва звезды на конечной стадии её эволюции.

Название «С. з.» предложено Ф. Цвикки (F. Zwicky) и В. Бааде (W. Baade) в 1934 для обозначения вспыхивающих звёзд, превосходящих по своим характеристикам обычные *новые звёзды*. К С. з. относят звёзды с энергией взрыва 10^{50}—10^{51} эрг и мощностью излучения св. 10^{41} эрг/с. В максимуме блеска С. з. сравнима по *светимости* со всей звёздной системой (галактикой), в к-рой она вспыхнула, и даже может превосходить её. Напр., светимость С. з., наблюдавшейся в 1972 в галактике NGC 5253, прибл. в 13 раз превышала светимость материнской галактики. С. з. принято обозначать буквами SN (supernova) с указанием года вспышки и очерёдности открытия в нём буквой латинского алфавита (в порядке алфавита). Напр., SN1987*A* — первая С. з., открытая в 1987.

Наблюдение вспышки С. з.— весьма редкое событие. Так, за последнее тысячелетие в Галактике наблюдались историч. вспышки в 1006, 1054, 1181, 1572 и 1604. Поэтому практически все сведения о С. з. получены в результате исследований вспышек в др. галактиках. Зафиксировано прибл. 600 вспышек внегалактических С. з. и примерно в 100 случаях получены кривые блеска (зависимости блеска от времени) и спектры.

Классификация С. з. Внегалактические С. з. не являются однородной группой объектов и по наблюдаемым кривым блеска и оптич. спектрам делятся на два осн. типа.

Гл. особенности С. з. I типа — отсутствие линий водорода в спектрах и заметное сходство кривых блеска отд. объектов (рис. 1). С. з. I типа принято разделять на два подтипа в зависимости от характера спектра. Вблизи максимума блеска в спектре С. з. *Ia* типа наблюдается линия поглощения ионизов. кремния, тогда как у С. з. *Ib* типа она отсутствует. На поздних стадиях (примерно после 250 сут после максимума) спектр С. з. *Ia* типа образован в осн. запрещёнными линиями ионов железа, а в спектре С. з. *Ib* типа доминирует запрещённая линия кислорода.

Рис. 1. Типичные кривые блеска сверхновых звёзд *Ia* и *Ib* типов. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — разность $\Delta B = B - B_{макс}$ звёздных величин в полосе *B*. Обе величины отсчитываются от максимума блеска.

С. з. II имеют в спектрах линии водорода, а их кривые блеска характеризуются значит. разнообразием формы. Из всех кривых блеска С. з. II типа, вспыхнувших в далёких галактиках, выделяют две наиб. характерные формы: с платообразным участком, типичным для С. з. II*P* типа, и почти линейным послемаксимальным падением кривой блеска, свойственным С. з. II*L* типа (рис. 2). С. з. II типа (SN1987*A*), обнаруженная в Большом Магеллановом Облаке (БМО), имеет кривую блеска (рис. 3), отличную от указанных выше форм, и является представителем нового подтипа.

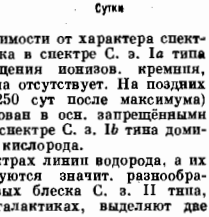


Рис. 2. Типичные кривые блеска сверхновых звёзд II*P* и II*L* типов. По осям координат отложены те же величины, что и на рис. 1.

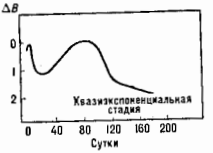


Рис. 3. Кривая блеска сверхновой звезды SN1987*A* в Большом Магеллановом Облаке. По оси абсцисс отложено время, отсчитанное от момента регистрации нейтринной вспышки от этой звезды. По оси ординат отложена та же величина, что и на рис. 1.

Данные наблюдений. Кривые блеска С. з. *Ia* и *Ib* типов имеют одинаковую форму, но отличаются в количеств. отношении. В максимуме блеска С. з. *Ia* типа достигают в среднем абс. звёздной величины в полосе *B* (см. *Астрофотометрия*) $\approx -19{,}7^m$. На квазиэкспоненц. стадии блеск звезды уменьшается со ср. скоростью прибл. $0{,}015^m$ в сутки. За всё время вспышки С. з. *Ia* типа излучает ок. $5 \cdot 10^{49}$ эрг. С. з. *Ib* типа в максимуме блеска имеют несколько меньшую светимость. Кроме того, амплитуда падения блеска после максимума до начала квазиэкспоненц. стадии примерно на $0{,}5^m$ меньше и уменьшение светимости на квазиэкспоненц. стадии происходит несколько медленнее (рис. 1). С. з. *Ia* типа наблюдаются в галактиках всех типов, причём в эллиптич. *галактиках* они вспыхивают преим. на периферии, а в спиральных галактиках не коррелируют со спиральными рукавами. На основе этих данных делают вывод, что звёзды, вспыхивающие как С. з. *Ia* типа, являются старыми маломассивными (с массой 1—$2\,M_\odot$, $M_\odot$ — масса Солнца) звёздами; по-видимому, они входят в состав двойных звёздных систем. С. з. *Ib* типа обнаружены только в спиральных галактиках, где они вспыхивают в спиральных рукавах и коррелируют с *зонами HII*. Отсюда следует, что звёзды, вспыхивающие как С. з. *Ib* типа, являются молодыми массивными звёздами.

У С. з. II типа в максимуме блеска ср. значение абс. звёздной величины в полосе $B \approx -18{,}3^m$. На поздней стадии у всех С. з. II типа блеск уменьшается по квазиэкспоненц. закону с темпом ок. $0{,}008^m$ в сутки. За период вспышки С. з. II типа излучает ок. 10^{49} эрг. С. з. II типа наблюдаются только в галактиках с чётко выраженной спиральной структурой, и, более того, они вспыхивают преим. в спиральных рукавах. Следовательно, вспышками С. з. II типа завершают свою эволюцию быстроэволюционирующие массивные звёзды. С. з. II*P* типа возникают в результате взрыва звёзд с массой ок. $5M_\odot$ и радиусом накануне вспышки примерно $5 \cdot 10^2 R_\odot$ ($R_\odot$ — радиус Солнца). Масса выброшенного вещества С. з. II*L* типа, по-видимому, значительно меньше, чем у С. з. II*P* типа.

Наряду со вспышками внегалактич. С. з. интенсивно изучаются в нашей и близких к нам галактиках *остатки вспышек сверхновых*, к-рые образуются при взаимодействии выброшенного во время вспышки вещества, имеющего скорости вплоть до 20 тыс. км/с, с окружающей средой. По свойствам остатков С. з. определяют важную характеристику С. з.— кинетич. энергию выброшенного вещества. Она составляет 10^{50}—10^{51} эрг. В ряде случаев удалось обнаружить звёздные остатки вспышек — нейтронные звёзды. Наиб. ярким примером является *Крабовидная туманность*, содержащая нейтронную звезду типа *пульсар*. Нейтронные звёзды, по-видимому, возникают при вспышках С. з. II типа, поскольку в галактич. остатках вспышек С. з. I типа звёздные остатки не обнаружены.

С. з. II типа (SN1987*A*), вспыхнувшая в 1987 в БМО, имеет необычайно низкую светимость: в максимуме блеска абс. величина в полосе B всего $\approx -14{,}5^{m}$. В то же время на квазиэкспоненц. участке она не отличается от других С.з. II типа и её блеск уменьшается с темпом ок. $0{,}0078^{m}$ в сутки. Энергия эл.-магн. излучения (от дальней ИК- до дальней УФ-области спектра), испущенная за всё время, $\approx 8\cdot10^{48}$ эрг. Близость БМО, находящегося на расстоянии примерно 52 кпк, позволила выполнить уникальные наблюдения. Впервые стали известны свойства звезды накануне вспышки С. з. Установлено, что взорвалась звезда-сверхгигант спектрального класса B3I*a* с массой 15—25 $M_{\odot}$ и радиусом примерно 50 $R_{\odot}$. Именно размеры звезды, малые по сравнению с размерами звёзд, вспыхивающих как С. з. II*P* типа, объясняют необычные свойства кривой блеска SN1987*A* (рис. 3). Впервые нейтринные телескопы зарегистрировали сигнал от вспышки С. з. Нейтринная вспышка была зафиксирована примерно за 3 ч до первого наблюдения оптич. вспышки и обладает след. характеристиками: ср. энергия детектируемых электронных антинейтрино 20—30 МэВ; предположит. длительность нейтринного сигнала ок. 10 с; полная энергия, унесённая нейтрино из звезды, $\approx 3\cdot10^{53}$ эрг. Нейтринная вспышка является непосредств. свидетельством гравитац. коллапса центр. ядра взорвавшейся звезды. Впервые на стадии квазиэкспоненц. падения блеска зарегистрирована гамма-линия 847 кэВ, к-рая возникает при распаде радиоакт. изотопа кобальта (^{56}Co) в железо. Характерное время квазиэкспоненц. спадания блеска 111,3 сут, что практически совпадает со временем распада ^{56}Co. Все эти факты свидетельствуют о том, что в максимуме блеска и после него осн. источником энергии эл.-магн. излучения является распад ^{56}Co.

Конечные стадии эволюции звёзд и вспышки сверхновых звёзд. Вспышка С. з. является результатом динамич. эволюции ядра звезды, к-рая начинается с момента нарушения гидростатич. равновесия в звезде, уже далеко продвинувшейся в своей эволюции. Динамич. эволюция ядра завершается либо полным разлётом вещества звезды, либо *гравитационным коллапсом* ядра. Характер эволюции в осн. определяется массой звезды.

Поздние стадии *эволюции звезды* начинаются с термоядерного горения гелия в её центр. области, что на *Герцшпрунга — Рессела диаграмме* соответствует переходу звезды с гл. последовательности в область красных или голубых гигантов. В процессе эволюции центр. область звезды становится всё плотнее и горячее, а её оболочка, наоборот, расширяется и охлаждается. При этом возрастают и становятся определяющими потери энергии за счёт нейтринного излучения (нейтрино образуются гл. обр. при аннигиляции электрон-позитронных пар). После завершения гелиевого горения в центре звезды образуется углеродно-кислородное ядро (С-О-ядро), причём его масса тем больше, чем больше масса звезды на гл. последовательности. В С-О-ядре с достаточно малой массой давление полностью определяется *вырожденным газом* электронов. Вырожденное С-О-ядро может иметь массу вплоть до *Чандрасекара предела*, т. е. до верх. предела массы вырожденной звезды, ещё находящейся в гидростатич. равновесии. Для С-О-ядра предел Чандрасекара равен 1,44 $M_{\odot}$, и ядро с массой, превышающей это значение, является невырожденным. Дальнейшая эволюция звезды происходит по-разному для вырожденного и невырожденного С-О-ядра.

Сначала в вырожденном С-О-ядре термоядерные реакции с участием углерода практически не протекают, поскольку существует интенсивное охлаждение ядра нейтринным излучением (нейтрино уносят энергию из ядра). Выделение энергии в звезде на этой стадии эволюции происходит в осн. за счёт слоевых источников энергии (фронтов термоядерного синтеза He, C и O), самый внутренний из к-рых (синтеза C и O из He) расположен на границе вырожденного ядра. Масса С-О-ядра постепенно увеличивается благодаря поступлению в него продуктов горения из слоевого источника. По мере увеличения массы в С-О-ядре возрастают плотность и темп-ра. Приближение массы С-О-ядра к пределу Чандрасекара сопровождается резким увеличением плотности в центре ядра, что приводит к сильному релятивистскому вырождению электронного газа. Такой рост вырожденного ядра характерен для эволюции звезды с массой 4—8 $M_{\odot}$ на гл. последовательности. В конце концов в ядре создаются условия для «зажигания» углерода. Поскольку повышение темп-ры в сильно вырожденном веществе практически не приводит к увеличению давления, то горение углерода развивается при пост. плотности и приобретает взрывной характер: нарушается гидростатически равновесный режим горения, происходит термоядерный взрыв С-О-ядра звезды. В процессе углеродного горения темп-ра сильно повышается и вслед за основной ядерной реакцией синтеза магния осуществляется цепочка ядерных реакций, ведущих к образованию элементов вплоть до элементов «железного пика» (железо, никель и др.) на кривой *распространённости элементов*, в т. ч. радиоактивного изотопа никеля (см. *Нуклеосинтез*). Последний играет важную роль в формировании кривых блеска С. з. Термоядерный взрыв вырожденного С-О-ядра приводит к частичному или полному сгоранию углерода. При этом происходит полный разлёт С-О-ядра с кинетич. энергией разлетающегося вещества 10^{50}—10^{51} эрг. Таков, по-видимому, механизм вспышки С. з. I типа.

Невырожденное С-О-ядро образуется в звезде, имеющей на гл. последовательности массу больше 10 $M_{\odot}$. В этом случае дальнейшая ядерная эволюция центр. областей звезды проходит через стадии термоядерного горения углерода, неона, кислорода, кремния и завершается образованием элементов «железного пика». После исчерпания запасов ядерного топлива звезда интенсивно теряет энергию посредством нейтринного излучения. Потери энергии приводят к дальнейшему сжатию звезды и нагреву вещества, т. к. электронный газ внутри достаточно массивных железных ядер звёзд фактически не вырожден. Увеличение темп-ры и плотности, в конце концов, вызывает распад ядер элементов «железного пика» на нейтроны и ядра гелия, к-рые, в свою очередь, распадаются на нейтроны и протоны. Процесс распада ядер железа требует столь значит. затрат энергии теплового движения на преодоление энергии связи атомных ядер, что с увеличением плотности вещества резко замедляется рост давления. К подобному эффекту ведут также процессы рождения электрон-позитронных пар и процессы захвата электронов ядрами элементов «железного пика». В результате нарушается гидростатич. равновесие — силы давления не могут противостоять силам тяготения, и начинается гравитац. коллапс железного ядра звезды. При массе железного ядра не более ≈ 2 $M_{\odot}$ (т. е. меньше предельной массы холодной нейтронной звезды) гравитац. коллапс в нек-рый момент останавливается. Образовавшаяся горячая *нейтронная звезда* охлаждается за счёт излучения нейтрино с её поверхности и за характерное время ~10 с превращается в холодную нейтронную звезду. Такой гравитац. коллапс может быть обнаружен по мощному импульсу нейтринного излучения, что и произошло в случае SN1987*A*. При массе железного ядра больше предельной (>2 $M_{\odot}$) гравитац. коллапс продолжается неограниченно и переходит в релятивистскую стадию с образованием *чёрной дыры*.

Интерпретации вспышек сверхновых звёзд. Взрывное выделение энергии, к-рое сопровождается феноменом вспышки С. з., приводит к формированию сильной ударной волны, распространяющейся к поверхности звезды. При прохождении ударной волны внутр. энер-

тия вещества увеличивается и оно приобретает большие скорости расширения. Расширение выброшенного вещества сопровождается адиабатич. охлаждением и, следовательно, уменьшением внутр. энергии. Адиабатич. охлаждение определяется гл. обр. радиусом звезды накануне вспышки: чем больше рядиус, тем меньше адиабатич. потери внутр. энергии и выше светимость С. з. Поэтому наблюдаемые светимости С. з. могут быть получены при нач. радиусах, сопоставимых с радиусом фотосферы в максимуме блеска ($\sim 10^4 R_\odot$). Для значительно меньших нач. радиусов необходимо предполагать существование дополнит. источника энергии, к-рый в процессе расширения вещества непрерывно компенсирует адиабатич. потери. Таким источником энергии является распад радиоакт. изотопа никеля в кобальт и далее в железо. Каждый распад сопровождается излучением неск. гамма-квантов с энергией ~1 МэВ, к-рая преобразуется в тепловую энергию при их взаимодействии с веществом.

Звёзды, вспыхивающие как С. з. I типа, в ходе эволюции потеряли богатые водородом слои и имеют радиусы ($\sim 0{,}01 R_\odot$), значительно уступающие радиусу фотосферы в максимуме блеска. Поэтому кривые блеска С. з. I типа полностью определяются радиоакт. источником энергии. Необходимое кол-во радиоакт. изотопа никеля $\approx 0{,}4$—$1\ M_\odot$. Такое кол-во изотопа никеля может образоваться в результате взрыва вырожденного С-О-ядра, отвечающего вспышке С. з. I типа.

С. з. II типа (за исключением подобных SN1987*A*) являются результатом взрыва звёзд с радиусом ок. $5 \cdot 10^3\ R_\odot$. Их кривые блеска до квазиэкспоненц. стадии объясняются высвечиванием внутр. энергии, запасённой при взрыве. Масса выброшенного вещества С. з. II*P* типа ок. $5M_\odot$, II*L* типа — существенно меньше. Уникальные свойства кривой блеска SN1987*A* (рис. 3) — прямое следствие относительно малого нач. радиуса звезды (30—60 $R_\odot$), к-рому соответствуют большие адиабатич. потери и меньшая светимость (по сравнению с другими С. з. II типа). Вблизи максимума блеска и на квазиэкспоненц. стадии оптич. светимость SN1987*A* обеспечивается радиоакт. источником энергии. По-видимому, и в других С. з. II типа на квазиэкспоненц. стадии радиоакт. источнику энергии принадлежит доминирующая роль. Вспышки С. з. II типа, вероятнее всего, происходят при взрывах, инициированных гравитац. коллапсом невырожденных ядер звёзд.

Лит.: Шкловский И. С., Сверхновые звезды, 2 изд., М., 1976; Имшенник В. С., Надежин Д. К., Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; их же, Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория, «УФН», 1988, т. 156, в. 4, с. 561; Woosley S. E., Weaver T. A., The physics of supernova explosions, «Ann. Rev. Astron. Astroph.», 1986, v. 24, p. 205; Блинников С. И., Лозинская Т. А., Чугай Н. Н., Сверхновые звезды и остатки вспышек сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 32, М., 1987.

В. П. Утробин.

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ — явление, заключающееся в том, что у мн. хим. элементов, соединений, сплавов (наз. *сверхпроводниками*) при охлаждении ниже определ. (характерной для данного материала) темп-ры T_c наблюдается переход из нормального в т. н. сверхпроводящее состояние, в к-ром их электрич. сопротивление пост. току полностью отсутствует. При этом переходе структурные и оптич. (в области видимого света) свойства сверхпроводников остаются практически неизменными. Электрич. и магн. свойства вещества в сверхпроводящем состоянии (фазе) резко отличаются от этих же свойств в нормальном состоянии (где они, как правило, являются металлами) или от свойств др. материалов, к-рые при тех же темп-рах в сверхпроводящее состояние не переходят.

Явление С. открыто Г. Камерлинг-Оннесом (H. Kamerlingh-Onnes, 1911) при исследовании низкотемпературного хода сопротивления ртути. Он обнаружил, что при охлаждении ртутной проволоки ниже 4 К её сопротивление скачком обращается в нуль. Нормальное состояние может быть восстановлено при пропускании через образец достаточно сильного тока [превышающего *критический ток* $I_c(T)$] или помещением его в достаточно сильное внеш. магн. поле [превышающее *критическое магнитное поле* $H_c(T)$].

В 1933 Ф. В. Мейснером (F. W. Meissner) и Р. Оксенфельдом (R. Ochsenfeld) обнаружено др. важнейшее свойство, характерное для сверхпроводников (см. *Мейснера эффект*): внеш. магн. поле, меньшее нек-рого критич. значения (зависящего от типа вещества), не проникает в глубь сверхпроводника, имеющего форму бесконечно сплошного цилиндра, ось к-рого направлена вдоль поля, и отлично от нуля лишь в тонком поверхностном слое. Это открытие позволило Ф. и Г. Лондонам (F. London, H. London, 1935) сформулировать феноменологич. теорию, описывающую магнитостатику сверхпроводников (см. *Лондонов уравнение*), однако природа С. оставалась неясной.

Открытие в 1938 сверхтекучести и объяснение этого явления Л. Д. Ландау на основе сформулированного им критерия (см. *Ландау теория сверхтекучести*) для систем бозе-частиц давали основание предполагать, что С. можно трактовать как сверхтекучесть электронной жидкости, однако фермиевская природа электронов и кулоновское отталкивание между ними не позволили просто перенести теорию сверхтекучести на С. В 1950 В. Л. Гинзбург и Ландау на основе теории фазовых переходов 2-го рода (см. *Ландау теория*) сформулировали феноменологич. ур-ния, описывающие термодинамику и эл.-магн. свойства сверхпроводников вблизи критич. темп-ры T_c. Построение микроскопич. теории (см. ниже) обосновало *Гинзбурга — Ландау теорию* и уточнило входящие в феноменологич. ур-ния постоянные. Открытие зависимости критич. темп-ры T_c перехода в сверхпроводящее состояние металла от его изотопного состава (*изотопический эффект*, 1950) свидетельствовало о влиянии кристаллич. решётки на С. Это позволило Х. Фрёлиху (H. Fröhlich) и Дж. Бардину (J. Bardeen) продемонстрировать возможность возникновения между электронами в присутствии кристаллич. решётки специфического притяжения, к-рое может превалировать над их кулоновским отталкиванием, а впоследствии Л. Куперу (L. Cooper, 1956) — возможность образования электронами связанных состояний — куперовских пар (*Купера эффект*).

В 1957 Дж. Бардином, Л. Купером и Дж. Шриффером (J. Schrieffer) была сформулирована микроскопич. теория С., к-рая объяснила это явление на основе бозе-конденсации куперовских пар электронов, а также позволила в рамках простой модели (см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*, модель БКШ) описать мн. свойства сверхпроводников.

Практич. использование сверхпроводников ограничивалось низкими значениями критич. полей (~1 кЭ) и темп-р (~20 К). В 1952 А. А. Абрикосов и Н. Н. Заварицкий на основании анализа эксперим. данных о критич. магн. полях тонких сверхпроводящих плёнок указали на возможность существования нового класса сверхпроводников (с их необычными магн. свойствами ещё в 1937 столкнулся Л. В. Шубников, одним из важнейших отличий от обычных сверхпроводников является возможность протекания сверхпроводящего тока при неполном вытеснении магн. поля из объёма сверхпроводника в широком диапазоне магн. полей). Это открытие определило в дальнейшем разделение сверхпроводников на *сверхпроводники первого рода* и *сверхпроводники второго рода*. Использование сверхпроводников 2-го рода впоследствии позволило создать сверхпроводящие системы с высокими критич. полями (порядка сотен кЭ).

Поиск сверхпроводников с высокими критич. темп-рами стимулировал исследование новых типов материалов. Были исследованы мн. классы сверхпроводящих

систем, синтезированы *органические сверхпроводники* и *магнитные сверхпроводники*, однако до 1986 макс. критич. темп-ра наблюдалась у сплава Nb_3Ge ($T_c \approx 23$ К). В 1986 Й. Г. Беднорцем (J. G. Bednorz) и К. А. Мюллером (К. А. Müller) был открыт новый класс металлоксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*), критич. темп-ра к-рых в течение двух последующих лет была «поднята» от 30—35 К до 120—125 К. Эти сверхпроводники интенсивно изучаются, ведутся поиски новых, улучшаются технол. свойства существующих, на основе к-рых уже созданы нек-рые приборы.

Важным достижением в области С. стало открытие в 1962 *Джозефсона эффекта* туннелирования куперовских пар между двумя сверхпроводниками через тонкую диэлектрич. прослойку. Это явление легло в основу новой области применений сверхпроводников (см. *Слабая сверхпроводимость*, *Криоэлектронные приборы*).

Природа сверхпроводимости. Явление С. обусловлено возникновением корреляции между электронами, в результате к-рой они образуют куперовские пары, подчиняющиеся бозевской статистике, а электронная жидкость приобретает свойство сверхтекучести. В фононной модели С. спаривание электронов происходит в результате специфического, связанного с наличием кристаллич. решётки фононного притяжения. Даже при абс. нуле темп-р решётка совершает колебания (см. *Нулевые колебания*, *Динамика кристаллической решётки*). Эл.-статич. взаимодействие электрона с ионами решётки изменяет характер этих колебаний, что приводит к появлению дополнит. силы притяжения, действующей на др. электрон. Это притяжение можно рассматривать как обмен виртуальными фононами между электронами. Такое притяжение связывает электроны в узком слое вблизи границы *ферми-поверхности*. Толщина этого слоя в энергетич. масштабе определяется макс. энергией фонона $\hbar\omega_D \sim \hbar v_s/a$, где ω_D — дебаевская частота, v_s — скорость звука, a — постоянная решётки (см. *Дебая температура*); в импульсном пространстве это соответствует слою толщиной $\Delta p \sim \hbar\omega_D/v_F$, где v_F — скорость электронов вблизи поверхности Ферми. Соотношение неопределённостей даёт характерный масштаб области фононного взаимодействия в координатном пространстве:

$$\Delta r \sim \hbar/\Delta p \sim v_F/\omega_D \sim v_F a/v_s \sim (M/m)^{1/2} a,$$

где M — масса иона остова, m — масса электрона. Величина $\Delta r \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см, т. е. фононное притяжение оказывается дальнодействующим (по сравнению с межатомными расстояниями). Кулоновское отталкивание электронов обычно несколько превышает по величине фононное притяжение, но благодаря экранированию на межатомных расстояниях оно эффективно ослабляется и фононное притяжение может преобладать, объединяя электроны в пары. Сравнительно небольшая энергия связи куперовской пары оказывается существенно меньше кинетической энергии электронов, поэтому, согласно квантовой механике, связанные состояния не должны были бы возникнуть. Однако в данном случае речь идёт об образовании пар не из свободных изолиров. электронов в трёхмерном пространстве, а из квазичастиц ферми-жидкости при заполняемой большой поверхности Ферми. Это приводит к фактич. замене трёхмерной задачи на одномерную, где связанные состояния возникают при сколь угодно слабом притяжении.

В модели БКШ спариваются электроны с противоположными импульсами $\boldsymbol{p}$ и $-\boldsymbol{p}$ (полный импульс куперовской пары равен 0). Орбитальный момент и суммарный спин пары также равны 0. Теоретически при нек-рых пефононных механизмах С. возможно спаривание электронов и с ненулевым орбитальным моментом. По-видимому, спаривание в такое состояние осуществляется в сверхпроводниках с *тяжёлыми фермионами* (напр., $CeCu_2Si_2$, $CeCu_6$, UB_{13}, $CeAl_3$).

В сверхпроводнике при темп-ре $T < T_c$ часть электронов, объединённых в куперовские пары, образуют бозе-конденсат (см. *Бозе — Эйнштейна конденсация*). Все электроны, находящиеся в бозе-конденсате, описываются единой когерентной волновой ф-цией Ψ. Остальные электроны пребывают в возбуждённых над конденсатных состояниях (фермиевские квазичастицы), причём их энергетич. спектр перестраивается по сравнению со спектром электронов в нормальном металле. В изотропной модели БКШ зависимость энергии электронов ε от импульса p в сверхпроводнике имеет вид (p_F — *ферми-импульс*):

$$\varepsilon(p) = \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 (p - p_F)^2}. \qquad (1)$$

Т. о., вблизи уровня Ферми (рис. 1) в спектре (1) возникает энергетическая щель Δ. Для того чтобы возбудить электронную систему с таким спектром, необходимо разорвать хотя бы одну куперовскую пару. Поскольку при этом образуются два электрона, то на каждый из них приходится энергия не меньшая Δ, так что 2Δ имеет смысл энергии связи куперовской пары. Величина щели существенно зависит от темп-ры (рис. 2), при $T_c - T \ll T_c$ она ведёт себя как $\Delta(0)/k = 3{,}06\sqrt{T_c(T_c - T)}$, а при $T = 0$ достигает макс. значения $\Delta(0)/k \approx 1{,}76 T_c$, причём

$$\Delta(0) = \hbar\omega_D \exp(-2/\rho g), \qquad (2)$$

где $\rho = m p_F / 2\pi^2\hbar^3$ — плотность одноэлектронных состояний вблизи поверхности Ферми, g — эфф. константа межэлектронного притяжения.

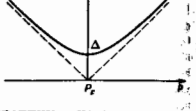


Рис. 1. Перестройка энергетического спектра электронов в сверхпроводнике (сплошная линия) по сравнению с нормальным металлом (пунктир).

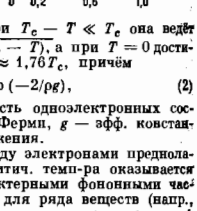


Рис. 2. Температурная зависимость энергетической щели в модели БКШ.

В модели БКШ связь между электронами предполагается слабой ($\rho g \ll 1$) и критич. темп-ра оказывается малой по сравнению с характерными фононными частотами ($kT_c \ll \hbar\omega_D$). Однако для ряда веществ (напр., Pb) это условие не выполняется и параметр $\rho g \sim 1$ (сильная связь). В литературе обсуждается даже приближение $\rho g \gg 1$. Сверхпроводники с сильной связью между электронами описываются т. н. уравнениями Элиашберга (Г. М. Элиашберг, 1968), из к-рых видно, что на величину T_c не возникает никаких принципиальных ограничений.

Наличие щели в спектре электронов приводит к экспоненц. зависимости [$\sim\exp(-\Delta(0)/kT)$] в области низких темп-р всех величин, определяющихся числом этих электронов (напр., электронной теплоёмкости и теплопроводности, коэффициентов поглощения звука и низкочастотного [$\hbar\omega \ll \Delta(0)$] эл.-магн. излучения).

Вдали от *ферми-уровня* ($v_F|p - p_F| \gg \Delta$) выражение (1) описывает энергетич. спектр электронов нормаль-

ного металла, т. е. эффект спаривания оказывает влияние на электроны с импульсами в области шириной $\Delta p \sim \Delta/v_F$. Пространственный масштаб куперовской корреляции («размер» пары) $\xi \sim \hbar/\Delta p \sim \hbar v_F/\Delta$. К о р р е л я ц и о н н а я д л и н а $\xi \sim 10^{-7}$—10^{-4} см (ниж. предел реализуется у ВТСП), однако обычно ξ намного превышает период кристаллич. решётки.

Эл.-динамич. свойства сверхпроводников зависят от соотношения между с т а н д а р т н о й к о р р е л я ц. д л и н о й $\xi_0 = \hbar v_F/\pi\Delta(0)$ и характерной толщиной поверхностного слоя, в к-ром существенно изменяется величина эл.-магн. поля $\delta_L = (mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$, где n_s — концентрация сверхпроводящих (спаренных) электронов, e — заряд электрона. Если $\delta_L(T) \gg \xi_0$ (такая область всегда имеется вблизи T_c, т. к. при $T \to T_c$ $n_s \to 0$), то куперовские пары можно считать точечными, поэтому эл.-динамика сверхпроводника является локальной и сверхпроводящий ток определяется значением векторного потенциала $\boldsymbol{A}$ в рассматриваемой точке сверхпроводника (ур-ние Лондонов). При $\delta_L(T) \lesssim \xi_0$ проявляются когерентные свойства конденсата куперовских пар, эл.-динамика становится нелокальной — ток в данной точке определяется значениями $\boldsymbol{A}$ в целой области размером $\sim\xi_0$ (*Пиппарда уравнение*). Такова обычно ситуация в массивных чистых сверхпроводниках (при достаточном удалении от их поверхности).

Переход металла из нормального в сверхпроводящее состояние в отсутствие магн. поля является фазовым переходом 2-го рода. Этот переход характеризуется комплексным скалярным *параметром порядка* — волновой ф-цией бозе-конденсата куперовских пар $\Psi(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{r}$ — пространственная координата. В модели БКШ $|\Psi| = \Delta$ [при $T = T_c$ $|\Psi| = \Delta = 0$, а при $T = 0$ $|\Psi| = \Delta(0)$]. Фаза волновой ф-ции Ψ также имеет существенное значение: через градиент этой фазы определяется плотность сверхпроводящего тока j_s:

$$j_s = -\frac{ie\hbar}{2m}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{2e^2}{mc}A, \qquad (3)$$

где знак * обозначает комплексное сопряжение. Величина плотности тока j_s также обращается в нуль при $T = T_c$. Фазовый переход нормальный металл — сверхпроводник можно рассматривать как результат *спонтанного нарушения симметрии* по отношению к группе *симметрии* $U(1)$ калибровочных преобразований волновой ф-ции $\Psi(\boldsymbol{r})$. Физически это соответствует нарушению ниже T_c сохранения числа электронов в связи с их спариванием, а математически выражается появлением отличных от нуля ср. значений параметра порядка $\langle\Psi(\boldsymbol{r})\rangle$.

Щель в энергетич. спектре электронов не всегда совпадает с модулем параметра порядка (как это имеет место в модели БКШ) и вообще не является необходимым условием С. Так, напр., при введении в сверхпроводник парамаги. примесей в нек-ром диапазоне их концентраций может реализовываться бесщелевая С. (см. ниже). Своеобразна картина С. в двумерных системах, где термодинамич. флуктуации фазы параметра порядка разрушают дальний порядок (см. *Мёрмина—Вагнера теорема*), и тем не менее С. имеет место. Оказывается, что необходимым условием существования сверхпроводящего тока j_s является даже не наличие дальнего порядка (конечного ср. значения параметра порядка $\langle\Psi(\boldsymbol{r})\rangle \neq 0$), а более слабое условие степенного убывания *корреляционной функции*

$$\langle\Psi(\boldsymbol{r})\Psi^*(\boldsymbol{r})\rangle_{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|\to\infty} \sim \frac{1}{r-r'|^{\alpha}}, \quad (\alpha > 0).$$

Тепловые свойства. Т е п л о ё м к о с т ь сверхпроводника (как и нормального металла) состоит из электронной C_{es} и решёточной C_{ps} компонент. Индекс s относится к сверхпроводящей фазе, n — к нормальной, e — к электронной компоненте, p — к решёточной. При переходе в сверхпроводящее состояние решёточная часть теплоёмкости почти не изменяется, а электронная увеличивается скачком. В рамках теории БКШ для изотропного спектра

$$\frac{C_{es}(T)}{C_{en}(T_c)} = \begin{cases} 2{,}43+3{,}77(T/T_c-1), & T_c - T \ll T_c \\ 1{,}35(\Delta(0)/kT)^{3/2}\exp(-\Delta(0)/kT), & T \ll T_c. \end{cases}$$

При $T \ll T_c$ значение C_{es} экспоненциально убывает (рис. 3) и теплоёмкость сверхпроводника определяется своей решёточной частью $C_{ps} \sim T^3$. Характерная экспоненциальная зависимость C_{es} даёт возможность непосредственного измерения $\Delta(0)$. Отсутствие этой зависимости свидетельствует о том, что в нек-рых точках

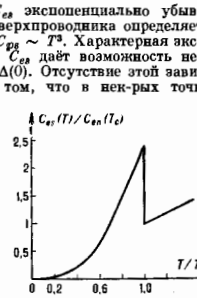


Рис. 3. Скачок теплоёмкости при переходе в сверхпроводящее состояние.

поверхности Ферми энергетич. щель обращается в нуль. По всей вероятности, последнее связано с нефононным механизмом притяжения электронов (напр., в системах с тяжёлыми фермионами, где при низких темп-рах $C_{es} \propto T^3$ для UB_{13} и $C_{es} \propto T^2$ для $CeCuSi_2$).

Т е п л о п р о в о д н о с т ь металла при переходе в сверхпроводящее состояние не испытывает скачка, т. е. $\varkappa_s(T_c) = \varkappa_n(T_c)$. Зависимость $\varkappa_s(T)$ обусловлена рядом факторов. С одной стороны, сами электроны дают свой вклад в теплопроводность $\varkappa_{es}$, к-рый по мере понижения темп-ры и образования куперовских пар уменьшается. С др. стороны, фононный вклад $\varkappa_{ps}$ начинает несколько увеличиваться, поскольку с уменьшением числа электронов увеличивается длина свободного пробега фононов (электроны, объединённые в куперовские пары, фононов не рассеивают и сами тепло не переносят). Т. о., $\varkappa_{es} < \varkappa_{en}$, в то время как $\varkappa_{ps} > \varkappa_{pn}$. В чистых металлах, где выше T_c превалирует электронная часть теплопроводности, она остаётся определяющей и при переходе в сверхпроводящее состояние; в результате $\varkappa_s/\varkappa_n < 1$ при всех темп-рах ниже T_c. В сплавах же, наоборот, теплопроводность определяется в основном своей фононной частью и при переходе через T_c $\varkappa_s$ начинает возрастать ввиду уменьшения числа неспаренных электронов.

Магнитные свойства. Благодаря возможности протекания в сверхпроводнике бездиссипативных сверхпроводящих токов, он при определ. условиях эксперимента проявляет эффект Мейснера, т. е. ведёт себя в присутствии не слишком сильного внеш. магн. поля как идеальный диамагнетик (магн. восприимчивость $\chi = -1/4\pi$). Так, для образца, имеющего форму длинного сплошного цилиндра в однородном внеш. магн. поле H, приложенном вдоль его оси, намагниченность образца $M = -H/4\pi$. Выталкивание внеш. магн. поля из объёма сверхпроводника приводит к понижению его свободной энергии. При этом экранирующие сверхпроводящие токи протекают в тонком поверхностном слое $\delta \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ см. Эта величина характеризует и *глубину проникновения* внеш. магн. поля в образец.

По своему поведению в достаточно сильных полях сверхпроводящие материалы делятся на две группы: сверхпроводники 1-го и 2-го рода (рис. 4). Нач. участок кривых *намагничивания* (где $M = -H/4\pi$) соответствует полному эффекту Мейснера. Дальнейший ход кривых у сверхпроводников 1-го и 2-го рода существенно различается.

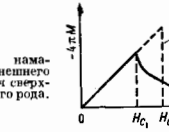


Рис. 4. Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля для сверхпроводников 1-го и 2-го рода.

Сверхпроводники 1-го рода утрачивают С. скачком (фазовый переход 1-го рода): либо при достижении соответствующей данному полю критич. темп-ры $T_c(H)$, либо при повышении внеш. поля до критич. значения $H_c(T)$ (термодинамич. критич. поле). В точке фазового перехода, происходящего в магн. поле, в энергетич. спектре сверхпроводника 1-го рода сразу же появляется щель конечной величины. Критич. поле $H_c(T)$ определяет разность уд. свободных энергий сверхпроводящей F_s и нормальной F_n фаз:

$$F_n - F_s = H_c^2/8\pi.$$

Скрытая уд. теплота фазового перехода

$$Q = T(S_n - S_s) = -T\partial(F_n - F_s)/\partial T = (-T/4\pi)H_c\partial H_c/\partial T,$$

где S_n и S_s — уд. энтропии соответствующих фаз. Скачок уд. теплоёмкости при $T = T_c$

$$\Delta C = C_s - C_n = (T_c/4\pi)[(\partial H_c/\partial T)^2].$$

В отсутствие внеш. магн. поля при $T = T_c$ величина $Q = 0$, т. е. происходит переход 2-го рода.

Согласно модели БКШ, термодинамич. критич. поле связано с критич. темп-рой соотношением

$$H_c(0) = 1{,}41\,T_c\sqrt{p_F^2/v_F\hbar^3},$$

а его температурная зависимость в предельных случаях высоких и низких темп-р имеет вид:

$$H_c(T) = H_c(0)\begin{cases}1-1{,}06(T/T_c)^2, & T \ll T_c;\\ 1{,}73(1-T/T_c), & T_c - T \ll T_c.\end{cases}$$

Обе предельные ф-лы близки к эмпирич. соотношению $H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2]$, к-рое хорошо описывает типичные эксперим. данные (рис. 5). В случае нецилиндрич. геометрии опыта при превышении внеш. магн. полем определ. величины $H_0 = (1 - N)H_c$ (N — *размагничивающий фактор*) сверхпроводник 1-го рода переходит в *промежуточное состояние*: образец разделяется на слои нормальной и сверхпроводящей фаз, соотношение между объёмами к-рых зависит от величины H. Переход образца в нормальное состояние происходит постепенно, путём роста доли соответствующей фазы.

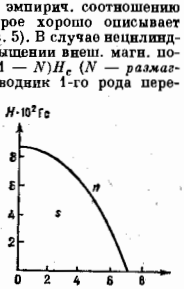


Рис. 5. Температурная зависимость термодинамического критического магнитного поля H_c.

Промежуточное состояние может возникнуть и при протекании по сверхпроводнику тока, превышающего некое критич. значение I_c, соответствующего созданию на поверхности образца критич. магн. поля H_c.

Образование в сверхпроводнике 1-го рода промежуточного состояния и чередование слоёв сверхпроводящей и нормальной фаз конечного размера оказываются возможными только в предположении, что граница раздела между этими фазами обладает положит. поверхностной энергией σ_{ns}. Величина и знак σ_{ns} зависят от соотношения между ξ и δ.

Отношение $\varkappa = \delta/\xi$ наз. параметром Гинзбурга — Ландау и играет важную роль в феноменологич. теории С. Знак σ_{ns} (или значение $\varkappa$) даёт возможность строго определить род сверхпроводника: у сверхпроводника 1-го рода $\varkappa < 1/\sqrt{2}$ и $\sigma_{ns} > 0$; для сверхпроводников 2-го рода $\varkappa > 1/\sqrt{2}$ и $\sigma_{ns} < 0$. К сверхпроводникам 2-го рода относятся чистый Nb, большинство сверхпроводящих сплавов, органические и высокотемпературные сверхпроводники.

Для сверхпроводников 2-го рода $\sigma_{ns} < 0$, поэтому фазовый переход 1-го рода в нормальное состояние невозможен. Промежуточное состояние не реализуется, поскольку поверхность на границах фаз обладала бы отрицат. энергией и уже не выполняла бы роль фактора, сдерживающего бесконечное дробление. Для достаточно слабых полей и в сверхпроводниках 2-го рода имеет место эффект Мейснера. При достижении ниж. критич. поля H_{c1} (в случае $\varkappa \gg 1$ $H_{c1} \approx H_c\,\varkappa^{-1}\ln\varkappa$), к-рое оказывается меньше формально вычисленного в этом случае H_c, становится энергетически выгодным проникновение магн. поля в сверхпроводник в виде одиночных вихрей (см. *Квантованные вихри*), содержащих в себе по одному *кванту магнитного потока*. Сверхпроводник 2-го рода переходит в *смешанное состояние*.

Сердцевины вихрей пребывают в нормальном (несверхпроводящем) состоянии, параметр порядка становится зависящим от координат: он обращается в нуль на оси вихря и восстанавливается до равновесного значения на расстояниях $\sim\xi$ (размер сердцевины вихря). По периферии вихря текут сверхпроводящие токи, экранирующие магн. поле за пределами вихря. По мере дальнейшего увеличения внеш. поля число вихрей растёт — эффект Мейснера становится неполным. Между вихрями по-прежнему остаётся сверхпроводящая фаза, по к-рой может протекать незатухающий ток. Сами вихри в изотропном сверхпроводнике упорядочиваются в треугольную решётку (т. н. *решётка вихрей Абрикосова*). Такая картина постепенного проникновения внеш. поля в объём сверхпроводника 2-го рода существует вплоть до верх. критич. поля H_{c2}, когда С. исчезает окончательно. При таких полях происходит разрушение куперовских пар вследствие их закручивания, т. к. пара может существовать как единое целое лишь до тех пор, пока радиус ларморовской прецессии превышает характерный размер куперовской пары ξ. Это условие и определяет поле $H_{c2} \approx \varkappa H_c$.

При протекании тока в сверхпроводнике 2-го рода на вихри действует сила Ампера, что должно приводить к их движению в перпендикулярном току направлении. Однако при наличии в сверхпроводнике неоднородностей структуры последние могут удерживать решётку вихрей Абрикосова в равновесии до тех пор, пока ток не слишком велик (меньше критического). Это явление наз. пиннингом. В условиях пиннинга при достаточно слабом токе движение вихрей (перенос магн. потока) может осуществляться только посредством тепловой активации — флуктуац. перескоков отд. вихрей либо целых областей решётки из одних положений локального равновесия в другие (что приводит к локальным деформациям решётки). Явление ползучести решётки вихрей Абрикосова наз. крипом магнитного потока. Напряжение U, возникающее на образце, обусловлено движением вихрей и определяется соотношением

$$U \propto \exp(-\mathscr{E}_{ak}/kT),$$

где энергия активации $\mathscr{E}_{ak}$ убывает с возрастанием тока и может зависеть от внеш. магн. поля.

При определ. условиях своеобразное неоднородное сверхпроводящее состояние может реализоваться и в полях выше H_{c2}. Так, если сверхпроводник 2-го рода

[или 1-го рода с $\varkappa > (1{,}69\sqrt{2})^{-1}$] с плоской границей поместить в параллельное границе магн. поле H, $H_{c2} < H < 1{,}69H_{c2}$, то вблизи поверхности в нём образуется зародыш сверхпроводящей фазы. При этом объём материала пребывает в нормальном состоянии, сверхпроводящим оказывается лишь приповерхност-

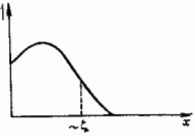


Рис. 6. Зависимость модуля параметра порядка $|\Psi|$ от расстояния до поверхности x в случае поверхностной сверхпроводимости.

ный слой толщиной $\sim\xi$ (рис. 6). Здесь возникают пост. сверхпроводящие токи, к-рые частично выталкивают внеш. магн. поле из приповерхностного слоя. Однако по мере удаления от поверхности плотность этого тока

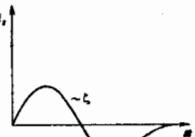


Рис. 7. Профиль плотности сверхпроводящего тока j_s, текущего вблизи поверхности сверхпроводника в случае поверхностной сверхпроводимости, — x расстояние до поверхности.

обращается в нуль и затем изменяет знак (рис. 7) так, чтобы выполнялось условие

$$\int_0^\infty j_s(x)dx = 0;$$

тогда магн. поле в глубине образца ($x \gg \xi$) совпадает с внешним. Если внеш. поле не параллельно поверхности, в образце возникает вихревая структура, период к-рой определяется углом наклона магн. поля к поверхности (И. О. Кулик, 1967).

Квантование магнитного потока. Когерентность состояния бозе-конденсата куперовских пар проявляется также в квантовании магн. потока, проходящего через односвязанный сверхпроводник (напр., полый цилиндр со стенками толщиной $d \gg \delta$ в продольном магн. поле $H < H_c$ для сверхпроводника 1-го рода или $H < H_{c1}$ для сверхпроводника 2-го рода). Магн. поток Φ, заключённый в этом цилиндре, может иметь лишь определ. дискретные значения: $\Phi = n\Phi_0$, где n — целое число. Величина кванта магн. потока $\Phi_0 = hc/2e = 2{,}07 \cdot 10^{-7}$ Э·см^2 весьма мала, поэтому эффект квантования проявляется лишь в очень прецизионных экспериментах. Наблюдение на опыте теоретич. предсказанной величины кванта Φ_0 стало одним из подтверждений существования куперовских пар, т. к. если бы носителями заряда в сверхпроводнике служили отд. электроны, то квант магн. потока должен был бы иметь вдвое большую величину (см. *Аронова — Бома эффект*). Квантованность магн. потока существенна для понимания поведения сверхпроводника 2-го рода и в магн. полях выше H_{c1}, т. к. внеш. поле проникает в него в виде отд. вихрей, каждый из к-рых несёт в себе один квант магн. потока, что определяет само число вихрей.

Описанная картина квантования магн. потока может нарушиться в случае своеобразного термоэлектрич. эффекта в сверхпроводящем кольце из двух разл. сверхпроводников, спин к-рых поддерживаются при разл. темп-рах T_1 и T_2, помещённом в магн. поле. В этом кольце величина потока может отличаться от целого числа квантов. Обусловленная термоэлектричеством поделая добавка зависит от темп-ры:

$$\Phi/\Phi_0 = (m/\pi\hbar)\int_{T_1}^{T_2}[(\varkappa_s/\mu n_s)_a - (\varkappa_s/\mu n_s)_b]dT,$$

где индексы a и b относятся к первому и второму сверхпроводникам, $\varkappa_s$ — теплопроводность, μ — хим. потенциал, n_s — число сверхпроводящих электронов.

Роль примесей. Обычные немагн. примеси оказывают весьма слабое влияние на термодинамич. свойства сверхпроводников. Их относит. вклад в эти свойства определяется величиной $(a/l) \sim c$, где a — межатомное расстояние, l — длина свободного пробега электрона, определяющаяся рассеянием на примесях, c — концентрация примесей. Немагн. примеси действуют только на электрич. заряд и одинаковым образом рассеивают оба спаренных электрона, не разрушая куперовскую пару. Однако при увеличении концентрации примесей величина l уменьшается и становится сравнимой со стандартной корреляц. длиной ξ_0. Характер движения спаренных электронов меняется с баллистического (без рассеяния) на диффузионный. При этом если $l \ll \xi_0$, то эфф. корреляц. длина $\xi = \sqrt{l\xi_0}$ зависит от длины свободного пробега. Убывание ξ с ростом концентрации примесей (при соответств. значениях l) изменяет эл.-динамич. и кинетич. свойства сверхпроводника, увеличивает относит. вклад сверхпроводящих флуктуаций (см. ниже).

Совершенно иное влияние на С. оказывают примеси парамагн. атомов. Благодаря обменному взаимодействию между спином примеси и спинами электронов, образующих куперовскую пару, рассеяние на такой примеси может привести к переходу пары в триплетное состояние (когда спин пары равен 1) и, вследствие *Паули принципа*, к её разрушению. Т. о., введение парамагн. примесей в образец приводит к подавлению С. При очень малой концентрации таких примесей ($l_s \gg \xi$, l_s — длина свободного пробега с переворотом спина) уменьшение T_c оказывается обратно пропорциональным l_s:

$$\Delta T_c/T_c \sim \xi/l_s.$$

Когда кон-ция парамагн. примесей достигает нек-рого критич. значения $c_{кр}$ и l_s становится порядка ξ ($c_{кр} \sim$ неск. атомных %), T_c обращается в нуль (исключение составляют *магнитные сверхпроводники*).

При введении в сверхпроводник парамагн. примеси энергетич. щель Δ в спектре электронов обращается в нуль несколько раньше, чем T_c, при кон-ции 0,915 $c_{кр}$. В узком диапазоне кон-ций 0,915 $c_{кр} < c < c_{кр}$ реализуется необычное состояние бесщелевой С. (А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, 1960), когда явление С. и эффект Мейснера имеют место, а щели в спектре уже нет (рис. 8). Зависимость теплоёмкости сверхпроводника от темп-ры в таком состоянии ста-

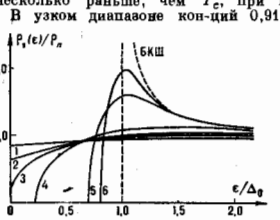


Рис. 8. Зависимость одноэлектронной плотности состояний в сверхпроводнике ρ_s от энергии ε при различных концентрациях парамагнитных примесей. Возрастание номеров кривых 1—6 идёт в порядке уменьшения концентрации примесей. Кривые 1—3 соответствуют бесщелевой сверхпроводимости. Зависимость, описываемая моделью БКШ, выделена пунктиром. (Плотность состояний в нормальном металле $\rho_n = \text{const}$, Δ_0 — параметр порядка при $T = 0$.)

вится линейной (а не экспоненциальной), изменяются характер температурных зависимостей теплопроводности, коэф. поглощения звука, эл.-магн. излучения.

Магн. примеси не только уменьшают энергию связи куперовских пар, но и приводят к определённому их распределению по энергиям связи. В результате не все куперовские пары имеют одинаковую энергию и пребывают в конденсате — часть из них имеет меньшие энергии связи и находится в возбуждённом состоянии. Параметром порядка и в этом случае является когерентная волновая ф-ция бозе-конденсата, однако теперь $|\Psi|$ не определяет величину щели в энергетич. спектре. Наиб. отчётливо это проявляется в режиме бесщелевой С., когда бозе-конденсат ещё существует, а спектр электронных возбуждений уже становится бесщелевым.

Парамагн. примеси не единств. источник разрушения куперовских пар. Любое возмущение, неинвариантное относительно замены знака времени в гамильтониане системы, приводит к тому же эффекту. Куперовские пары являются суперпозицией состояний электронов с противоположными импульсами и спинами, к-рые переходят друг в друга при инверсии времени $t \to -t$, поэтому возмущение, неинвариантное относительно этого преобразования, разрушает пары. Таким возмущением могут быть внеш. магн. поле (эффект, проявляющийся в тонких плёнках), протекающий ток, неоднородное сверхпроводящее состояние.

Найтовский сдвиг. Частота *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) для одного и того же ядра зависит от того, входит ли оно в состав диэлектрика или металла. В металле вероятность нахождения электронов проводимости вблизи ядра несколько возрастает. Эти электроны намагничиваются внеш. полем, и эфф. магн. поле, действующее на спин ядра, увеличивается, что приводит (по сравнению с диэлектриком) к т. н. найтовскому сдвигу частоты ЯМР. Поскольку магн. восприимчивость нормального металла χ_n практически не зависит от темп-ры, то постоянным остаётся и найтовский сдвиг. ЯМР можно наблюдать и в сверхпроводниках, если использовать тонкие плёнки или малые гранулы с характерными размерами, меньшими глубины проникновения δ. В таких образцах ниже T_c величина найтовского сдвига зависит от темп-ры и остаётся конечной даже при $T = 0$. При этом

$$\frac{\chi_s(0)}{\chi_n}\begin{cases}(\pi^2/16)\xi_0/l_{s0}, & \xi_0 \ll l_{s0},\\ (1-3/4)l_{s0}/\xi_0, & \xi_0 \gg l_{s0},\end{cases}$$

где $\chi_s(0)$ — маги. восприимчивость сверхпроводника при $T = 0$, l_{s0} — длина свободного пробега электрона с переворотом спина, обусловленным *спин-орбитальным взаимодействием*. На первый взгляд эти проверенные экспериментально ф-лы противоречат модели БКШ, т. к. в этой модели при $T = 0$ все электроны объединены в куперовские пары с полным спином, равным нулю. Разрыв куперовской пары требует затрат энергии $\sim\Delta(0)$. Поэтому в сверхпроводнике не должно быть неспаренных электронов, способных создать отклик на слабое внеш. поле, и $\chi_s(0) = 0$. В действительности же в малых частицах и тонких плёнках, где наблюдается найтовский сдвиг, весьма существенно рассеяние на границах, в к-ром проявляется и спин-орбитальное взаимодействие. При учёте этого взаимодействия электронный спин перестаёт сохраняться, и классификация по полному спину электронной системы S становится невозможной. Даже в осн. состоянии сверхпроводника появляется примесь состояний с $S \neq 0$, что и делает возможным поляризацию в слабом магн. поле.

Высокочастотные свойства. Поглощение эл.-магн. излучения в сверхпроводнике при $T = 0$ обусловлено разрушением куперовских пар. Поэтому излучение с частотами $\omega < \omega_п = 2\Delta(0)/\hbar$ отражается от поверхности сверхпроводника ($\omega_п$ — пороговая частота). Характерные пороговые длины волн для традиционных сверхпроводников лежат в диапазоне 0,1—1 мм ($\omega_п \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гц). Для $\hbar\omega \gg 2\Delta(0)$ различие между сверхпроводником и нормальным металлом стирается. Это относится к отражению в оптич. диапазоне, однако наличие куперовских пар может приводить здесь к своеобразному *комбинационному рассеянию света*. При отражении эл.-магн. излучения от поверхности сверхпроводника его спектральный состав включает в себя, кроме основной гармоники (с частотой ω_0), стоксовские «сателлиты», соответствующие потере энергии на разрыв пар. Их частоты непрерывно распределены в диапазоне $0 < \omega_п < \omega_0 - 2\Delta(0)/\hbar$, причём их относительная интенсивность чрезвычайно мала. При $T > 0$ в сверхпроводнике имеются неспаренные электроны, к-рые могут поглощать эл.-магн. кванты любой частоты, и описанные выше пороговые явления размываются.

Высокочастотное, $\hbar\omega \sim 2\Delta$, эл.-магн. поле большой интенсивности при воздействии на сверхпроводник может привести к повышению критич. темп-ры T_c сверхпроводящего перехода (Г. М. Элиашберг, 1970). Если образец поддерживать при темп-ре несколько выше T_c и облучать, то он может скачком перейти в сверхпроводящее состояние с конечной Δ (В. М. Дмитриев и др., 1966) (рис. 9). Роль эл.-магн. волны может играть и мощная звуковая волна подходящей частоты.

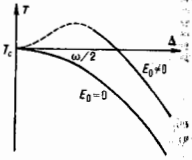


Рис. 9. Изменение температурной зависимости энергетической щели Δ при поглощении высокочастотного электромагнитного излучения $E_0\cos\omega t$ в случае тонкой сверхпроводящей плёнки.

Частоты ультразвука, к-рые можно реально генерировать в сверхпроводнике, не превышают 10^9 Гц, что намного меньше пороговой частоты $\omega_п \sim 10^{11}$ Гц. Поэтому при $T \to 0$ в поглощении ультразвука могут принимать участие лишь неспаренные электроны (число к-рых экспоненциально мало) и в этом случае коэф. поглощения звука оказывается значительно меньше, чем в нормальном металле.

Флуктуационные явления. Появление термодинамически неравновесных куперовских пар (сверхпроводящих флуктуаций) при темп-рах выше T_c приводит к тому, что сверхпроводник, пребывая ещё в своей нормальной фазе, как бы заранее «предчувствует» приближение сверхпроводящего перехода. В непосредственной окрестности выше T_c могут заметно возрастать его проводимость и теплоёмкость, коэф. поглощения звука, термоэдс и коэф. Холла и др. Увеличение теплоёмкости сглаживает скачок, имеющий место в самой точке перехода. Для чистого массивного сверхпроводника область темп-р ΔT, в к-рой существенно влияние флуктуации, можно оценить как $\Delta T/T_c \sim$ $\sim (a/\xi)^4 \sim 10^{-14}$ [$(a/\xi)^4$ — параметр Гинзбурга — Левянюка, показатель степени зависит от размерности системы]. Эти эффекты становятся гораздо более заметными в сплавах и низкоразмерных сверхпроводниках благодаря уменьшению эфф. корреляц. длины и степени в параметре Гинзбурга — Левянюка. Для аморфных плёнок и нитевидных кристаллов (вискеров) флуктуационная область темп-р расширяется вплоть до $\Delta T/T_c \sim 10^{-3}-10^{-1}$. Избыточная проводимость тонкой аморфной плёнки толщиной d при $T > T_c$

$$\Delta\sigma_{fl} = (e^2/16\hbar d)T_c/(T - T_c).$$

Эта поправка обусловлена дополнительным, по сравнению с одноэлектронным, механизмом переноса заряда флуктуационно возникающими куперовскими парами (прямой вклад Асламазова — Ларкина, или *парапроводимость*

проводимость). Сверхпроводящие флуктуации определяют тонкую структуру аномалий вольт-амперных характеристик туннельных и джозефсоновских контактов, длинные «хвосты» в диамагн. восприимчивости и др. явления в сверхпроводящих системах вблизи T_c.

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Шриффер Дж., Теория сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1970; Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980; Шмидт В. В., Введение в физику сверхпроводников, М., 1982; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; Superconductivity, ed. by R. D. Parks, v. 1—2, N. Y., 1969.

А. А. Варламов.

СВЕРХПРОВОДНИКИ — вещества, у к-рых при охлаждении ниже определённой критич. темп-ры T_c электрич. сопротивление падает до нуля, т. е. наблюдается *сверхпроводимость*. За исключением благородных (Cu, Ag, Au, Pt), щелочных (Li, Na, K и др.), щёлочноземельных (Be, Mg и др.) и ферромагнитных (Fe, Co, Ni) металлов, б. ч. остальных металлич. элементов является С. (см. табл. в ст. *Металлы*). Элементы Si, Ge, Bi, Te становятся С. при охлаждении под давлением. Переход в сверхпроводящее состояние обнаружен у неск.

Вещество	Критическая температура, T_c, К	Критическое поле, H_0, Э
Сверхпроводники 1-го рода		
Свинец	7,2	800
Тантал	4,5	830
Олово	3,7	310
Алюминий	1,2	100
Индий	0,88	53
Вольфрам	0,012	1,0
Сверхпроводники 2-го рода		
Ниобий	9,2	2000
Сплав НТ-50 (Nb—Ti—Zr)	9,7	100000
V_3Ga	14	210000
$PbMo_6S_8$	15	600000
Nb_3Sn	18	250000
$YBa_2Cu_3O_7$	93	1500000

сотен металлич. сплавов и соединений и у нек-рых *сильнолегированных полупроводников*. Ряд сверхпроводящих сплавов состоит из компонент, не являющихся С. Открыты *органические сверхпроводники* и полимеры, напр. $(SN)_x$, $T_c = 0{,}34$ К. По величине T_c и силу историч. причин С. делятся на классические, у к-рых $T_c < 30$ К, и высокотемпературные С. (ВТСП) с характерными значениями $T_c \sim 100$ К (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*).

Наряду с потерей сопротивления важнейшим свойством С. является вытеснение магн. поля из массивного образца (*Мейснера эффект*). В силу этого все С. являются *диамагнетиками*. Слабое магн. поле проникает лишь в тонкий поверхностный слой ≈ 1000 Å и менее. По своему поведению в магн. поле С. делятся на две группы: С. 1-го и 2-го рода. В С. 1-го рода проникновение магн. поля в глубь образца и восстановление сопротивления происходят в определённом критич. поле H_c. При $H \geqslant H_c$ С. 1-го рода переходит в нормальное — несверхпроводящее состояние. В С. 2-го рода проникновение магн. поля (в виде вихревых нитей, т. е. вихрей сверхпроводящего тока, каждый из к-рых несёт *квант магнитного потока*) начинается в ниж. критич. поле H_{c1} и заканчивается в верхнем H_{c2}. Электрич. сопротивление восстанавливается в осн. вблизи H_{c1}. При $H \geqslant H_{c2}$ вещество становится полностью нормальным (см. также *Критическое магнитное поле*, *Сверхпроводники первого рода*, *Сверхпроводники второго рода*, *Решётка вихрей Абрикосова*).

С ростом темп-ры значения всех критич. магн. полей монотонно падают и обращаются в нуль при $T = T_c$. Макс. значения $H_c = H_0$ (или $H_{c2} = H_0$), определённые из эксперим. данных путём экстраполяции к $T = 0$, для нек-рых С. приведены в табл.

Предельная величина постоянного электрич. тока, протекающего в С. без диссипации энергии, наз. *критическим током* I_c. В массивном С. 1-го рода величина I_c определяется током, создающим на поверхности С. поля H_c. В С. 2-го рода значение I_c определяется образованием и движением вихревых токов.

Все чистые металлы, за исключением V и Nb, и нек-рые сплавы с низким содержанием одного компонента являются С. 1-го рода. Группа С. 2-го рода гораздо многочисленнее. Сюда относятся классические С. с высокими значениями T_c и ВТСП.

Среди С. 2-го рода выделяют группу т. н. ж ё с т к и х С. Для них характерно большое кол-во *дефектов* структуры (неоднородности состава, *вакансии*, *дислокации* и др.), к-рые возникают благодаря спец. технологии изготовления. В жёстких С. движение магн. потока сильно затруднено дефектами и кривые *намагничивания* обнаруживают сильный *гистерезис*. В этих материалах сильные сверхпроводящие токи (плотностью до $10^5 — 10^6$ А/см^2) могут протекать вплоть до полей, близких к верхнему критич. полю H_{c2} при любой ориентации тока и магн. поля. В идеальном С. 2-го рода, полностью лишённом дефектов (к этому состоянию можно приблизиться в результате длительного отжига сплава), при любой ориентации поля и тока, за исключением продольной, сколь угодно малый ток будет сопровождаться потерями на движение магн. потока уже при $H > H_{c1}$. Такие С. 2-го рода наз. м я г к и м и. Значение H_{c1} обычно во много раз меньше H_{c2}. Поэтому именно жёсткие С., у к-рых электрич. сопротивление практически равно нулю вплоть до очень сильных полей, представляют интерес с точки зрения техн. приложений. Их применяют для изготовления обмоток *сверхпроводящих магнитов* и др. целей. Существ. недостатком жёстких С. является их хрупкость, сильно затрудняющая изготовление из них проволок или лент. Особенно это относится к классич. соединениям с самыми высокими значениями T_c и H_c типа V_3Ga, Nb_3Sn, $PbMo_6S_8$. Изготовление сверхпроводящих магн. систем из этих материалов — сложная технол. задача.

Огромные значения критич. полей H_0 для ВТСП, определённые путём экстраполяции результатов измерений при высоких темп-рах, открывают принципиально новые перспективы использования этих материалов, однако техн. проблемы, связанные с их применением, ещё не решены.

Лит.: Сверхпроводящие материалы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1965; Металловедение сверхпроводящих материалов, М., 1969; Физико-химия сверхпроводников, М., 1976; Высокотемпературные сверхпроводники, пер. с англ., М., 1988.

И. П. Крылов.

СВЕРХПРОВОДНИКИ ВТОРО́ГО РО́ДА — сверхпроводящие материалы, составляющие один из двух классов, на к-рые подразделяются все сверхпроводники в зависимости от поведения в магн. поле.

Длинный цилиндр из С. в. р., помещённый в продольное магн. поле, обнаруживает полный *Мейснера эффект* лишь в полях, не превосходящих ниж. критич. поля H_{c1} (см. *Критическое магнитное поле*, *Сверхпроводимость*). В полях с напряжённостью выше H_{c1} и ниже H_{c2} (верх. критич. поле) магн. поток начинает проникать в цилиндрич. образец, однако даже при установлении термодинамич. равновесия поток, проходящий через цилиндр, имеет меньшую величину, чем в случае, когда образец находится в нормальном состоянии (неполный эффект Мейснера). Это указывает на наличие незатухающих токов в образце, к-рый, следовательно, находится ещё в сверхпроводящем состоянии. Образец полностью переходит в нормальное состояние в полях с напряжённостью выше H_{c2} (рис. 1). Вблизи поверхности образца из С. в. р. возможно об-

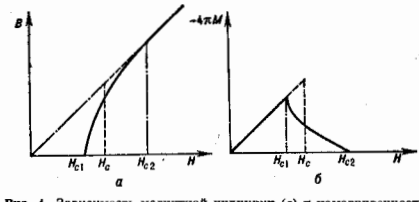


Рис. 1. Зависимость магнитной индукции (*а*) и намагниченности (*б*) для длинного сверхпроводящего цилиндра от напряжённости продольного магнитного поля. Сплошная линия — сверхпроводник 2-го рода, пунктирная — сверхпроводник 1-го рода.

разование тонкого сверхпроводящего слоя толщиной порядка длины когерентности при напряжённости магн. поля в интервале $H_{c3} < H < H_{c3}$ (поверхностная сверхпроводимость). Полная фазовая диаграмма схематически показана на рис. 2. У С. в. р. (в отличие

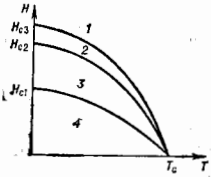


Рис. 2. Фазовая диаграмма для сверхпроводника 2-го рода в форме длинного цилиндра в продольном магнитном поле: *1* — нормальное состояние; *2* — поверхностная сверхпроводимость; *3* — смешанное состояние; *4* — полный эффект Мейснера.

от С. 1-го рода) переходы в магн. поле являются фазовыми переходами 2-го рода (см. *Фазовый переход*).

Идея о существовании в природе двух родов сверхпроводников высказана впервые в 1952 А. А. Абрикосовым и Н. В. Заварицким на основе эксперим. результатов Л. В. Шубникова с соавторами по кривым намагничивания сверхпроводящих сплавов (1937) и данных Н. В. Заварицкого по критич. полям тонких сверхпроводящих плёнок. Для С. в. р. в магн. поле неустойчивость по отношению к образованию зародышей сверхпроводящей фазы в нормальной возникает раньше, чем становится выгодным переход всего объёма образца в сверхпроводящее состояние. При этом граница раздела нормальной и сверхпроводящей фаз имеет отрицат. энергию, в отличие от С. 1-го рода, где эта энергия положительна. В результате при достаточно большом магн. поле (выше H_{c1}) С. в. р. разбивается на большое кол-во чередующихся нормальных и сверхпроводящих областей, причём нормальные области несут квантованное значение магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*).

Микроскопич. параметром, характеризующим принадлежность сверхпроводника к 1-му или 2-му роду, является отношение глубины проникновения магн. поля λ к длине когерентности ξ: $\varkappa = \lambda/\xi$, называемое параметром Гинзбурга — Ландау (см. *Гинзбурга — Ландау теория*). Если $\varkappa > 1/\sqrt{2}$, то материал является С. в. р. Среди чистых металлов к С. в. р. относится Nb. По мере введения примесей в С. в. р. материалы, являвшиеся С. 1-го рода в «чистом» состоянии, могут превращаться в С. в. р. Длина когерентности в сплавах $\xi \sim (\xi_0 l)^{1/2}$, где ξ_0 — длина когерентности «чистого» материала, а l — *длина свободного пробега* электронов в сплаве. Длина когерентности ξ может стать значительно короче ξ_0 уже при не очень большой (~1%) концентрации примесей. Глубина проникновения в сплавах $\lambda \sim \lambda_0(\xi_0/l)^{1/2}$ (где λ_0 — глубина проникновения для чистого материала), напротив, возрастает при введении примесей, поэтому для сплавов $\varkappa = 0{,}75\lambda_0/l$. Т. о., практически все сплавы (и неупорядоченные плёнки) являются С. 2-го рода. К С. в. р. принадлежат также *оксидные высокотемпературные сверхпроводники*.

Теория С. в. р. основывается на идее А. А. Абрикосова (1957) о наличии в них квантованных вихрей, образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Такие вихри существуют в интервале $H_{c1} < H < H_{c2}$ (смешанное состояние) и определяют термодинамич. и транспортные свойства С. в. р., в т. ч. макс. электрич. ток, к-рый может протекать по такому сверхпроводнику без сопротивления (*критический ток*). В присутствии электрич. тока на вихрь действует *Лоренца сила*. Если вихри не закреплены на дефектах или неоднородностях материала, то они приходят в движение, в результате чего индуцируется электрич. поле и происходит диссипация энергии. В этом случае критич. ток равен нулю. Если образец не находится во внеш. магн. поле, то критич. ток совпадает с током, создающим на поверхности образца магн. поле, равное H_{c1}, когда начинают образовываться вихри. Если же вихри закреплены на неоднородностях материала (пиннинг), то критич. ток определяется равенством силы Лоренца и силы пиннинга, удерживающей вихрь. Неоднородности материала можно создавать искусственно, повышая тем самым критич. ток пиннинга. Материалы с большим критич. током пиннинга (до 10^6 А/см^2) наз. жёсткими сверхпроводниками. Такие материалы используются для изготовления сильных сверхпроводящих магнитов.

Лит.: Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Кимбелл А., Иветс Дж., Критические токи в сверхпроводниках, пер. с англ., М., 1975; Горьков Л. П., Кошнин Н. Б., Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1975, т. 116, в. 3, с. 413.

Н. Б. Кошнин

СВЕРХПРОВОДНИКИ ПЕРВОГО РОДА — сверхпроводящие материалы, составляющие один из двух классов, на к-рые подразделяются все *сверхпроводники* в зависимости от их поведения в магн. поле. Цилиндр из С. п. р., помещённый в продольное магн. поле с напряжённостью H, меньшей термодинамич. критич. поля H_c (см. *Критическое магнитное поле*), обнаруживает полный *Мейснера эффект* (если образец не имеет неоднородностей), в отличие от *сверхпроводников второго рода*, у к-рых наблюдается неполный эффект Мейснера в определённом интервале магн. полей. При увеличении магн. поля выше H_c цилиндр из С. п. р. полностью переходит в нормальное состояние. Если образец из С. п. р. имеет произвольную форму, то при помещении его в магн. поле вблизи нек-рых участков поверхности образца напряжённость H может оказаться больше H_c (см. *Размагничивание*), в то время как вблизи др. участков поверхности $H < H_c$. В таком случае образуется структура с чередующимися нормальными и сверхпроводящими областями (доменами) — т. н. *промежуточное состояние*. Интервал магн. полей, в к-ром реализуется промежуточное состояние С. п. р., зависит от формы образца и его ориентации относительно магн. поля. В пластине, помещённой в магн. поле, перпендикулярное её поверхности, промежуточное состояние реализуется в интервале $0 < H < H_c$; для шара этот интервал $^2/_3 H_c < H < H_c$; своеобразное промежуточное состояние реализуется в цилиндрич. проволоке, несущей ток, такой, что создаваемое им магн. поле на поверхности превышает H_c. На границе нормальной и сверхпроводящей областей магн. поле затухает в глубь сверхпроводящего домена на расстоянии порядка глубины проникновения λ, а сверхпроводящий параметр порядка восстанавливается на длине когерентности ξ (см. *Сверхпроводимость*). Доменная граница имеет положительную поверхностную энергию в отличие от С. 2-го рода, у к-рого она отрицательна. Микроскопич. параметром, определяющим принадлежность сверхпроводников к 1-му или 2-му роду, является

параметр Гинзбурга — Ландау $\varkappa = \lambda/\xi$; у С. п. р. $\varkappa < 1/\sqrt{2}$. Переходы между нормальным и сверхпроводящим состоянием в магн. поле у С. п. р. являются *фазовыми переходами* 1-го рода. При охлаждении образца С. п. р., помещённого в магн. поле, происходит выталкивание магн. потока за счёт движения доменных границ. Если такое движение затруднено неоднородностями образца, то происходит «замораживание» магн. потока; в таком неравновесном состоянии может наблюдаться неполный эффект Мейснера. Практически все чистые металлы за исключением Nb относятся к С. п. р.

Н. Б. Копнин.

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ — приёмные устройства, основанные на изменении состояния сверхпроводника (или системы сверхпроводников) под действием излучения. Использование сверхпроводников, обладающих малым уровнем шума и сильно нелинейными свойствами, позволяет достигнуть высокой чувствительности С. п. и., приближающейся к теоретич. (квантовому) пределу. Наиб. распространение получили след. виды С. п. и.: сверхпроводниковые *болометры*, приёмники на основе *Джозефсона эффекта* (туннелирование спаренных электронов) и приёмники на основе одночастичного туннелирования.

Чувствительным элементом (ЧЭ) сверхпроводникового болометра (СБ) является сверхпроводящая плёнка (СП), находящаяся при темп-ре, фиксированной на крутом участке кривой перехода плёнки из нормального в сверхпроводящее состояние (рис. 1). Незначит. нагрев плёнки (на $\sim 10^{-4}$ К) потоком эл.-магн. излучения

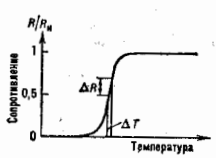


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления плёнки R при переходе её из нормального в сверхпроводящее состояние. $R_н$ — сопротивление плёнки в нормальном состоянии. Под действием излучения температура плёнки увеличивается на ΔT, её сопротивление на ΔR.

вызывает заметное изменение её сопротивления и напряжения на ней (при фиксиров. токе), к-рое и регистрируется малошумящим усилителем. Чувствительность СБ пропорциональна крутизне кривой перехода и поэтому использование материалов с узкими сверхпроводящими переходами является предпочтительным. СП должна удовлетворять и другим, часто противоречивым требованиям: высокое уд. сопротивление в нормальном состоянии, малая толщина, слабая зависимость чувствительности от частоты излучения, малая теплоёмкость и др.

Для достижения высокой чувствительности наиб. выгодным оказалось разделение ф-ций поглощения излучения и реагирования на вызываемый им нагрев. Этот принцип реализован в т. н. составном болометре, простейшая схема к-рого представлена на рис. 2. В этом болометре ЧЭ (*1*) — СП из Al. Она нанесена на одну из сторон тонкой сапфировой подложки (*2*), с др. стороны подложки нанесена плёнка Bi (*3*), поглощающая излучение. Подложка подвешена на тонких нейлоновых нитях (*4*), к-рые крепятся к массивной медной

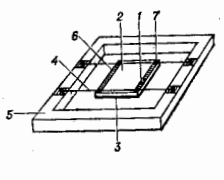


Рис. 2. Схема основного узла составного сверхпроводящего болометра: *1* — сверхпроводящая плёнка из Al; *2* — сапфировая подложка; *3* — плёнка из Bi; *4* — нейлоновые нити; *5* — медная рамка; *6* — висмутовый нагреватель подложки; *7* — контакты из In.

рамке (*5*) — «термостату» с большой постоянной времени ($\tau \sim 10$ с). Висмутовая плёнка имеет значит. сопротивление и высокий коэф. поглощения, величина к-рого практически не зависит от длины волны излучения. Находящаяся в хорошем тепловом контакте с ней плёнка Al обладает узким сверхпроводящим переходом ($\Delta T \sim 10^{-3}$ К) и обеспечивает высокий коэф. преобразования. Включение СП в измерительную схему осуществляется при помощи тонких плёнок из индия, нанесённых на нейлоновые нити (*4*).

СБ работает в режиме прямого детектирования излучения, к-рое обычно модулируется с НЧ (~10 Гц). Пороговая чувствительность $P_п$ СБ, т. е. мощность, вызывающая изменение напряжения на плёнке, равное среднеквадратичному шумовому напряжению на ней (см. *Шумы* в радиоэлектронике), определяется шумом ЧЭ. На практике в высокочувствит. СБ осн. шум обусловлен термодинамич. флуктуациями темп-ры при переносе теплоты от ЧЭ к термостату. Этот шум обычно превосходит джонсоновский шум (*белый шум*) активного сопротивления плёнки, а также шум, вызываемый флуктуациями фонового излучения. В этом случае $P_п \approx (4kT^2G)^{1/2}$, где G — коэф. теплового связи ЧЭ с термостатом. Постоянная времени СБ определяется соотношением $\tau = C/G$, где C — теплоёмкость ЧЭ. С учётом этого $P_п \sim \tau^{-1}$ и ухудшается при уменьшении τ, а при фиксированном τ она улучшается с уменьшением C.

Высокочувствительными считаются СБ с $P_п = 10^{-12}$–10^{-14} Вт/Гц$^{1/2}$, обладающие довольно значит. инерционностью ($\tau = 10^{-1}$–10^{-4} с. Чувствительность описанного выше составного болометра достигает $P_п = 3 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц$^{1/2}$ при частоте модуляции 2 Гц. Для увеличения быстродействия СБ (ведущего к соответствующей потере чувствительности) СП наносится на массивную подложку через теплоизолирующую прослойку, либо СП находится в тепловом контакте с жидким гелием, что обеспечивает быстрый отвод от неё теплоты. Постоянная времени таких СБ уменьшается до 10^{-5}–10^{-10} с, а $P_п = 10^{-2}$–10^{-12} Вт/Гц$^{1/2}$.

Действие приёмников излучения с джозефсоновскими переходами (ДП) основывается на видоизменении нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ) этих переходов под действием эл.-магн. излучения. На рис. 3 схематически представлена ВАХ ДП с непосредств. проводимостью (мостик, точечный контакт) как в отсутствие, так и при наличии внеш. излучения.

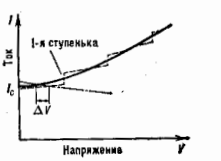


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) джозефсоновского перехода с непосредственной проводимостью. Сплошная кривая — ВАХ без действия излучения, штриховая кривая — ВАХ при действии излучения, штрихпунктир — нагрузочная кривая. I_c — критический ток, ΔV — изменение напряжения под действием излучения.

Воздействие излучения (с частотой f) сводится в осн. к понижению критич. тока I_c и появлению вертикальных ступеней при напряжениях $V_n = nhf/2e$ (n — целое число, соответствующее номеру ступени). Ступени на ВАХ обусловлены нелинейным взаимодействием в переходе колебаний тока — собственных (джозефсоновских) и наведённых внеш. излучением. В режиме квадратичного детектирования ДП включается в цепь с заданным током и при понижении I_c происходит изменение напряжения на ДП ΔV, к-рое и регистрируется как отклик приёмника. Для малых амплитуд наведённого тока $\tilde{I} \ll I_c$ величина отклика $\Delta V \approx \tilde{I}^2$. В случае низких частот ΔV определяется кривизной ВАХ и не зависит от частоты. Этот случай тождествен случаю обычного классич. детектирования излучения нелинейным элементом. В области высоких частот ве-

личина отклика пропорциональна дифференц. сопротивлению R_d ДП и обратно пропорциональна f^2. Для смещений вблизи ступеньки отклик резонансным образом зависит от f, т. е. является селективным. В основу конструкции квадратичных детекторов положена схема обычного модулиц. *радиометра*, а в качестве ЧЭ чаще всего используется сверхпроводящий точечный контакт, смещение на к-ром задаётся в максимуме R_d. В области высоких частот ($f \sim 100$—200 ГГц) лучшие из полученных значений $P_{\text{п}}$ достигают 10^{-14}—10^{-15} Вт/Гц$^{1/2}$. Спектральная область чувствительности детекторов простирается до $\sim$1000 ГГц, при этом, однако, $P_{\text{п}}$ ухудшается с ростом f.

В гетеродинных приёмниках излучения нелинейность ВАХ ДП используется для смещения поступающего сигнала с частотой f с сигналом внеш. гетеродина $f_{\text{г}}$ и с дальнейшим усилением по промежуточной частоте $f_{\text{п}} = |f - f_{\text{г}}|$. Общая схема приёмника аналогична обычным гетеродинным приёмникам с нелинейным смесительным элементом (см. *Радиоприёмные устройства*). Наилучшая эффективность преобразования частот получается при задании смещения на ДП в точке максимума R_d (обычно между 0 и V_1 — первой ступенькой). Чувствительность приёмника со смесителем зависит от величины шума, добавляемого при преобразовании частоты сигнала к $f_{\text{п}}$, и обычно характеризуется соответствующей *шумовой температурой* T_N. Сильная нелинейность ВАХ и наличие в ДП собств. генерации создают условия для преобразования «вниз» по частоте не только полезного сигнала, но и мн. ВЧ-компонентов шума. В результате, как показывают теория и эксперимент, T_N смесителя на основе ДП в десятки раз превышает его физ. темп-ру. Частотная область использования смесителей с ДП составляет 30—500 ГГц. Для частот $\sim$100 ГГц наименьшее достигнутое значение T_N равняется $\approx$100К. Как квадратичные детекторы, так и гетеродинные приёмники на основе ДП широко не применялись. Причина этого в недостаточной стабильности свойств обычно используемых в них сверхпроводящих точечных контактов и в повыш. уровне шума. Вместе с тем по своим возможностям они в ВЧ-области (100—1000 ГГц) превосходят, по-видимому, приёмники, основанные на *Шоттки эффекте* и одночастичных туннельных переходах (см. *Туннельный эффект*).

В туннельных переходах сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (СИС) при напряжении смещения $V = 2\Delta/e$, где Δ — ширина энергетич. щели сверхпроводника, начинается туннелирование отд. электронов, к-рому соответствует резкий рост тока через переход (рис. 4). Большая нелинейность ВАХ такого одно-

Рис. 4. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) туннельного перехода сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник. Сплошная кривая — ВАХ без действия излучения, штриховая кривая — ВАХ при действии излучения с частотой f.

частичного туннелирования может быть использована для прямого детектирования эл.-магн. излучения. Отклик приёмного элемента СИС в этом случае определяется как изменение тока через переход на единицу мощности падающего излучения. В случае низких частот отклик пропорционален крутизне ВАХ, а при частотах $hf > \delta V$, где δV — ширина области роста тока вблизи энергетич. щели, предельное значение отклика соответствует квантовому пределу hf/e. Порог. вая чувствительность $P_{\text{п}}$ такого детектора ограничивается шумом тока смещения. В квантовом пределе $P_{\text{п}}$ пропорциональна корню квадратному из числа фотонов, поглощённых за время, соответствующее обратной ширине полосы детектора, и вызывающих изменение тока в детекторе, равное ср. шумовому току. Достигнутое значение $P_{\text{п}} = 2{,}6 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц$^{1/2}$ для частоты 36 ГГц очень близко к квантовому пределу и является наилучшим для детекторов миллиметрового диапазона. В комбинирован. туннельном переходе сверхпроводник — изолятор — нормальный металл было осуществлено детектирование излучения с частотами до $\approx$600 ГГц, величина отклика при этом также была близка к квантовому пределу.

Резкая нелинейность ВАХ переходов СИС используется для создания *смесителей* миллиметрового диапазона. Первоначально СИС использовался только как нелинейное сопротивление по схеме обычного классич. смесителя. В этом режиме для туннельного перехода Pb(Bi) были получены малые потери преобразования ($\approx$2 дБ), а шумовая темп-ра 3 ± 4 К (на частоте $\approx$36 ГГц). Позднее теоретически и экспериментально было показано, что в результате происходящего в СИС процесса туннелирования, сопровождаемого поглощением фотонов падающего излучения, $hf > \delta V$, выходной импеданс может принимать очень большие значения и даже становиться отрицательным. Подобные эффекты наблюдаются при смещении, несколько меньшем $2\Delta/e$, и в этом случае преобразование сигнала может осуществляться с большим усилением. Реализация больших усилений на практике приводит к неустойчивой работе приёмника. Поэтому наиб. выгодным оказался режим работы с таким усилением, при к-ром шумовая темп-ра усилителя промежуточной частоты, пересчитанная к смесителю, соответствует уровню шумовой темп-ры смесителя T_N. В таком режиме на оловянном СИС с крутой ВАХ при усилении $\approx$4 дБ удалось достичь значений $T_N = 9 \pm 6$ К для частоты 36 ГГц. Смесители на основе СИС получили довольно широкое распространение и на практике применяются разл. варианты их конструкций. Частотная область их использования 30—300 ГГц. Значение T_N близко к квантовому пределу hf/k и по этому параметру СИС-смесители превосходят и смесители на основе джозефсоновских переходов и на основе эффекта Шоттки. По своей чувствительности они достигли уровня *мазеров*, будучи вместе с тем более высокочастотными и широкополосными, чем последние. Частотный диапазон СИС-смесителей со стороны высоких частот ограничивается шунтирующим действием собств. ёмкости перехода и возрастанием вклада дополнит. (джозефсоновского) шума с увеличением частоты. Для повышения рабочих частот перспективным является использование сверхпроводящих материалов с высокой *критической температурой*.

Высокая чувствительность описанных выше С. п. и., в ряде случаев близкая к квантовому пределу, делает целесообразным их применение прежде всего для регистрации чрезвычайно слабых потоков эл.-магн. излучения — в спектроскопии, астрономии, биологии, медицине и во многих физ. измерениях.

Лит.: Надь Ф. Я., Приемники миллиметрового и субмиллиметрового излучения на основе джозефсоновских переходов, «ПТЭ», 1975, № 1, с. 7; Кошелец В. П., Овсянников Г. А., Криогенные СВЧ устройства, «Зарубежная радиоэлектроника», 1983, № 6, с. 31; Хребтов И. А., Сверхпроводниковые болометры, «ПТЭ», 1984, № 4, с. 5; Tucker J. R., Feldman M. J., Quantum detection at millimeter wavelengths, «Rev. Mod. Phys.», 1985, v. 57, № 4, p. 1055.

Ф. Я. Надь.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МАГНИТ — *электромагнит*, в к-ром ток, создающий магн. поле, протекает в осн. по сверхпроводнику, вследствие чего омические потери в обмотке С. м. весьма малы. С. м. наматывают сверхпроводящим проводом, состоящим, как правило, из волокон сверхпроводящего материала (напр., сплава

ниобия с титаном или соединения типа A-15: Nb_3Sn, V_3Gd), заключённых в матрице из несверхпроводящего металла. Обмотку С. м. помещают в *криостат*, поддерживающий темп-ру ниже темп-ры перехода проводов обмотки в сверхпроводящее состояние. Ведутся работы над созданием С. м. с использованием высокотемпературных сверхпроводников, открытых в 1986 (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*).

Параметры С. м. принципиально ограничены свойствами сверхпроводящего провода: значением его критич. темп-ры, *критическим магнитным полем* и токонесущей способностью (*критическим током*). Ниобий-титановые С. м. позволяют получать при 4,2 К магн. индукцию $B \lesssim 10$ Тл, а ниобий-оловянные С. м.— $B \lesssim 20$ Тл. Первоначальные попытки применить в С. м. сверхпроводники 1-го рода [Х. Камерлинг-Оннес (H. Kamerlingh-Onnes), 1911] оказались неудачными из-за низких значений критич. магн. полей этих материалов. Первые С. м. из совр. материалов (из т. н. жёстких сверхпроводников 2-го рода) были созданы в 1961.

Достоинством С. м. по сравнению с обычными резистивными электромагнитами является малое потребление энергии, в осн. на компенсацию теплоты, поступающей через теплоизоляцию криостата, по несверхпроводящим токовводам, а также на тепловыделение в омических контактах между отрезками сверхпроводящих проводов. В С. м. с пост. индукцией расход энергии по крайней мере в тысячу раз меньше, чем омические потери в резистивных обмотках обычных электромагнитов такого же назначения. Капитальные затраты на создание крупных С. м. сопоставимы с затратами на создание резистивных электромагнитов — относительно высокая стоимость сверхпроводящей обмотки компенсируется отсутствием необходимости в мощных источниках питания и громоздких системах её водяного охлаждения. Макс. размеры С. м. ограничиваются не энергетич. соображениями, а прочностью материалов, из к-рых изготовляют бандаж С. м. Существуют проекты С. м. с характерными размерами до неск. сотен метров.

Рабочая темп-ра совр. С. м. лежит в диапазоне 1,8—10 К, хладагентом служит жидкий или газообразный гелий. Большинство С. м. работает в криостатах, залитых жидким гелием, кипящим при атмосферном или пониженном давлении. Иногда применяют косвенное охлаждение обмотки, при к-ром теплопроводность вещества (компаунда), пропитывающего обмотку, позволяет отвести от неё теплоту к конструктивным элементам, омываемым жидким гелием. В С. м. с заметным тепловыделением, обусловленным либо гистерезисными и кооперативными потерями в сверхпроводящем проводе в переменном магн. поле, либо радиац. потерями, применяют проточное охлаждение, создавая принудит. движение хладагента через обмотку. В особо крупных С. м. и в С. м. сложной конфигурации нередко используют циркуляц. охлаждение, направляя поток хладагента по герметичному каналу, совмещённому с обмоточным проводом.

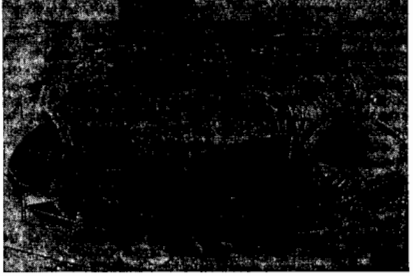
Специфич. недостатком С. м. является возможность его выхода из рабочего режима вследствие потери обмоткой сверхпроводимости, причём это может произойти при значениях тока, существенно меньших токонесущей способности провода (даже при значениях индукции и темп-ры, соответствующих расчётным рабочим параметрам С. м.). Это явление наз. д е г р а д а ц и е й сверхпроводящего провода в обмотке С. м. Переход обмотки С. м. в нормальное (несверхпроводящее) состояние сопровождается диссипацией запасённой эл.-магн. энергии, разогревом обмотки и возникновением внутри неё значит. электрич. напряжений, что может повести к повреждению С. м. Физ. природа деградации связана с тем, что в напряжённой пондеромоторными силами обмотке С. м. происходят микрособытия (возмущения), сопровождающиеся тепловыделением (движение витков, растрескивание компаунда, проскальзывание обмотки относительно каркаса), к-рые могут привести к превышению критич. темп-ры в захваченном этим возмущением объёме провода. Величина и вероятность таких возмущений пока не поддаются расчёту, но их естественно связать с уровнем достигаемых в обмотке механич. напряжений, что позволяет объяснить тот эмпирич. факт, что деградации в большей степени подвержены крупные С. м. и С. м. некруглой формы. Механич. возмущения, амплитуда к-рых недостаточна для перевода сверхпроводника в норм. состояние непосредственно, могут спровоцировать т. н. термомагн. неустойчивость и привести к деградации. В процессе развития неустойчивости выделяется дополнит. энергия, запасённая в токах, экранирующих сверхпроводящий провод, когда он находится во внеш. магн. поле. Эта энергия тем больше, чем больше диаметр сверхпроводящих волокон и их критич. ток, поэтому обмотки из проводов с толстыми волокнами и из проводов с высокой токонесущей способностью более подвержены деградации. В С. м. с медленно изменяющимся магн. полем, таким, что возникающее электрич. поле нигде в проводе не превышает «электрич. поля срыва» (0,1—10 мкВ/см), термомагн. неустойчивость не развивается самопроизвольно и для перевода провода в норм. состояние необходимо внеш. возмущение конечной величины. В обмотках с быстро меняющимся полем возможно спонтанное развитие термомагн. неустойчивостей.

Увеличение или уменьшение норм. зоны, возникшей в обмотке под влиянием возмущения, зависит от баланса выделения в этой зоне тепла и теплообмена в обмотке. Несверхпроводящая зона может исчезнуть, и при этом режим С. м. не нарушится, а может и распространиться по обмотке. Защита С. м. в этом случае заключается в уменьшении тока в обмотке со скоростью, позволяющей не допустить чрезмерного перегрева обмоточного провода и слишком быстрого испарения жидкого гелия, но и не столь большой, чтобы растущие в обмотке электрич. напряжения могли повредить изоляцию провода.

Выбор способа защиты обмотки при переходе её в норм. состояние зависит от скорости распространения в ней норм. зоны. В С. м., в к-рых эта скорость мала, применяют активную защиту: отключив источник питания, представляют току возможность затухнуть на сопротивлении, расположенном вне криостата. При невозможности применения активной защиты стараются искусственно увеличить скорость распространения норм. зоны, чтобы запасённая энергия выделилась в обмотке возможно равномернее и не привела к локальным перегревам.

Меры борьбы с деградацией заключаются в уменьшении частоты и амплитуды механич. возмущений (для этого закрепляют провод по всей длине обмотки). Саму обмотку делают возможно более жёсткой и ограничивают возможности развития термомагн. неустойчивости, используя обмоточные провода с весьма тонкими сверхпроводящими волокнами (0,1—30 мкм), скрученными вокруг продольной оси. Повышают также устойчивость к возмущениям и обеспечивают условия для исчезновения в проводе норм. зоны, если она возникла (для этого в сечении провода увеличивают долю норм. металла с высокой электропроводностью, повышают эфф. теплоёмкость провода и улучшают его теплообмен с жидким гелием). При обеспечении отвода к хладагенту практически всего тепла, генерируемого при рабочем токе в проводе, нагретом до критич. темп-ры, возникшая норм. зона неизбежно исчезает. Такие стационарно стабилизиров. обмотки наиб. надёжны, но этот метод используют лишь в особо крупных С. м., поскольку требующееся кол-во норм. металла и значит. сечение необходимых для хладагента каналов резко снижают ср. плотность тока в обмотке (до $3—10 \cdot 10^7$ А/м^2), делая её весьма громоздкой. Не-

обязательное осуществление хорошего теплообмена в обмотках, где возмущения ограничены, позволяет достигать в них высоких ср. плотностей тока ($2—5 \cdot 10^8$ А/м^2). Однако обычно эти значения заметно меньше критич. плотности тока в сверхпроводнике. Выбираемая при проектировании С. м. ср. плотность тока зависит от значений запасённой в обмотке энергии, требований к надёжности С. м., а также от макс. индукции в обмотке. В С. м., рассчитываемых на получение



Внешний вид сверхпроводящего магнита установки «Токамак Т-15» Института атомной энергии имени И. В. Курчатова (Москва, 1988).

сильных магн. полей, при к-рых плотность тока в проводе ограничивается макс. значением индукции в обмотке, ср. плотность тока можно повысить за счёт применения проводов разных сечений (большего в области с высокой индукцией и меньшего в областях с низкой индукцией). Такая оптимизация сечения проводов обмотки позволяет увеличить ср. плотность тока в неск. раз по сравнению с локальной плотностью тока в области макс. индукции.

С. м. нашли широкое применение в науч. приборостроении. Сверхпроводящие соленоиды с индукцией до 15—16 Тл используются для исследований в физике твёрдого тела и для испытаний сверхпроводящих материалов. Для ЯМР-спектрометров используют высокостабильные С. м. с короткозамкнутой обмоткой и характерным временем изменения магн. поля до 10^{10} с. С. м. в физике высоких энергий служат в качестве отклоняющих, фокусирующих и анализирующих магнитов (см. *Детекторы*), напр.: ускоритель с энергией протонов до 0,8 ТэВ в Лаборатории им. Ферми (США); сооружаемый в пос. Протвино под Москвой ускорительно-накопит. комплекс с энергией протонов до 3—5 ТэВ; пузырьковая камера объёмом 33,5 м^3, в С. м. к-рой запасена энергия 800 МДж (ЦЕРН, Швейцария). Особо крупные С. м. применяют в физике плазмы и в прототипах термоядерных реакторов. Введённая в 1989 в СССР (Ин-т атомной энергии им. И. В. Курчатова) установка «Токамак Т-15» имеет тороидальный С. м. с запасаемой энергией 0,5—1 ГДж (рис.). ЯМР-томографы с С. м. используют в медицине.

Существует много идей по применению С. м. в народном хозяйстве: сверхпроводящие обмотки возбуждения электрич. машин и МГД-генераторов, поезда на магн. подушке, энергетич. накопители, магн. сепараторы для обогащения слабомагн. руд. Однако внедрение низкотемпературных С. м. встречает большие трудности. Освоение высокотемпературной сверхпроводимости должно снять многие техн. трудности по применению С. м.

Лит.: Сверхпроводящие соленоиды. [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1965; Техническая сверхпроводимость в электроэнергетике и электротехнике. Сб., М., 1982; Уилсон М., Сверхпроводящие магниты, пер. с англ., М., 1985; Collings E. W., Applied superconductivity, metallurgy and physics of titanium alloys, v. 1—2, N. Y.— L., 1986.

Е. Ю. Клименко.

СВЕРХРЕФРА́КЦИЯ — явление инверсии высотного хода приведённого (с учётом сферичности земной поверхности) показателя преломления для радиоволн, распространяющихся над поверхностью Земли (см. также *Рефракция радиоволн*). Приводит к образованию тропосферного волновода для УКВ и к существ. расширению радиогоризонта.

Лит.: Фок В. А., Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, М., 1970; Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г., Прохождение радиоволн через атмосферу Земли, М., 1983.

А. В. Попов.

СВЕРХРЕШЁТКА — твердотельная периодич. структура, в к-рой на носители заряда (электроны), помимо обычного потенциала кристаллич. решётки (см. *Внутрикристаллическое поле*), действует дополнит. потенциал. Как правило, это одномерный потенциал $V(r)$ с периодом d, меньшим длины свободного пробега электронов, но значительно большим периода a осн. решётки (от нескольких нм до десятков нм). Наиб. интенсивно исследуются полупроводниковые С., но наряду с ними возможны металлич. и магн. С. Потенциал $V(r)$ обычно создаётся искусственно путём чередования тонких полупроводниковых слоёв, отличающихся по типу легирования и (или) хим. составу (композиционные С., *гетероструктуры*). В последнем случае С. можно рассматривать как периодич. систему квантовых ям, разделённых сравнительно узкими барьерными слоями с заметной туннельной прозрачностью для носителей заряда (волновые ф-ции электронов перекрываются).

Если длина свободного пробега носителей существенно превосходит период потенциала $V(r)$, то наличие последнего видоизменяет энергетич. спектр электронов и дырок. Дополнит. периодичность вдоль одной из осей (z), наз. осью С., приводит к тому, что компонента энергетич. спектра, связанная с движением вдоль этой оси, представляет систему узких полос — минизон. В перпендикулярной плоскости носители ведут себя как свободные частицы с соответствующей эфф. массой m. Полностью энергетич. спектр носителей заряда в С. может быть записан в виде

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_i + \Delta_i \cos(p_z d/\hbar) + \left(p_x^2 + p_y^2\right)/2m,$$

где i — номер минизоны, Δ_i — её ширина.

На рис. показан вид *плотности состояний* $g(\mathscr{E})$, соответствующей такому спектру. Значения Δ_i и $\mathscr{E}_i$ (определяющей положение минизоны) зависят от амплитуды и формы $V(z)$. С ростом амплитуды $V(z)$ и её периода d ширина минизоны Δ_i уменьшается. При узких минизонах ($\Delta_i \ll kT$) волновые ф-ции электронов

Плотность состояний $g(\mathscr{E})$ в одномерной сверхрешётке. Для сравнения показаны плотности состояний в трёхмерной (пунктир) и двумерной (штрихпунктир) электронных системах.

вдоль оси z перекрываются незначительно (прозрачность барьеров мала) и электронный спектр состоит из дискретных уровней (уширенных рассеянием). Носители заряда в С. локализованы в ямах потенциала $V(z)$, и $g(\mathscr{E})$ имеет вид ступеньки. Электронный газ

...С. ведёт себя как двумерный. Напротив, при $\Delta_i \gg kT$ свойства С. сходны со свойствами трёхмерного полупроводника.

Для С. характерна резкая анизотропия важнейших электронных свойств, в первую очередь кинетич. коэффициентов и внутризонных оптич. характеристик, где полосы интенсивного межминизонного поглощения существуют лишь для света, поляризованного вдоль оси С. Последнее обстоятельство позволяет использовать С. в качестве фильтров и поляризаторов ИК-излучения. Эффекты межминизонного поглощения находят применение и ИК-фотоприёмниках с диапазоном спектральной чувствительности, зависящим от параметров потенциала $V(r)$.

Из-за малой ширины минизон нелинейные аффекты в проводимости вдоль оси С. проявляются при значительно меньших напряжённостях электрич. поля, чем в однородных кристаллах. Это позволяет использовать С. для нелинейного преобразования СВЧ-сигналов (генерация высших гармоник и комбинац. частот, самовидуциров. прозрачность и др.). В пост. электрич. поле, параллельном оси С., вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет падающие N-образные участки. Благодаря их наличию С. можно использовать в качестве генератора и усилители эл.-магн. колебаний, частота к-рых может перестраиваться в широких пределах изменением электрич. поля. Сверхрешёточные гетероструктуры находят применение также в лавинных фотодиодах. Благодаря различию в разрывах зоны проводимости и валентной зоны на гетерограницс, коэффициенты умножения электронов и дырок могут резко различаться, что способствует снижению шумов при лавинном умножении.

Интерес представляют также т. н. *nipi*-сверхрешётки — химически однородные полупроводникп с чередующимися n- и p-слоями, напр. в n-GaAs—i—p-GaAs — p-GaAs. В них амплитуда потенциала $V(r)$, определяющая эфф. ширину запрещённой зоны, спектры фоточувствительности и люминесценции, а также ряд др. свойств могут меняться в широких пределах под влиянием внеш. подсветки или управляющего напряжения между n- и p-слоями.

Для изготовления С. на основе гетероструктур чаще всего используется система GaAs—$Al_xGa_{1-x}As$ с хорошо согласующимися постоянными решётки. Однако последнее требование не является обязательным, существуют т. н. напряжённые С., где рассогласование решёток ликвидируется за счёт внутр. напряжений в слоях. Указанные напряжения, величина к-рых зависит от толщины слоёв, могут заметно изменять параметры энергетич. спектра С. (напр., ширину запрещённой зоны). Это открывает дополнит. возможность управления спектром фоточувствительности и нек-рыми др. свойствами. Важнейшие материалы для изготовления напряжённых С.— твёрдые растворы Ge_xSi_{1-x}, $GaAs_xP_{1-x}$, $In_xGa_{1-x}As$ и др. Для приёмников дальнего ИК-излучения используются С. в системе CdTe — HgTe, успешно заменяющие однородные твёрдые растворы в той же системе. Осн. методом выращивания как гетероструктурных, так и *nipi*-С. служит молекулярно-лучевая *эпитаксия*.

Возможны также плоские С., к-рые возникают, если в двумерном электронном слое (напр., в *МДП-структуре*) периодически промодулировать плотность поверхностного заряда. В качестве С. для двумерных электронов может также использоваться поверхность с высокими кристаллографич. индексами (ориентационная С.). Наряду с такими статическими С. возможны также динамические С., создаваемые периодич. деформацией образца в поле мощной УЗ-волны или стоячей световой волны.

Помимо искусственных С., существуют естественные С. в виде политипных полупроводниковых соединений, напр. SiC, слоистых полупроводников типа $A^{III}B^{VI}$ (напр., GaSe), дихалькогенидов переходных металлов (напр., MoS_2, см. *Сверхструктура*).

Лит.: Шик А. Я., Сверхрешетки — периодические полупроводниковые структуры, (Обзор), «ФТП», 1974, т. 8, в. 10, с. 1841; Osbourn G. C., Strained-layer superlattices from lattice mismatched materials, «J. Appl. Phys.», 1982, т. 53, p. 1586; Силин А. П., Полупроводниковые сверхрешетки, «УФН», 1985, т. 147, в. 3, с. 485; Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П., Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками, М., 1989; Херман М., Полупроводниковые сверхрешетки, пер. с англ., М., 1989; Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры, пер. с англ., М., 1989.

А. Я. Шик.

СВЕРХСВЕТОВА́Я СКО́РОСТЬ — скорость, превышающая скорость света. Согласно *относительности теории*, передача любых сигналов и движение материальных тел не может происходить со скоростью, большей скорости света в вакууме c. Однако всякий колебат. процесс характеризуется двумя разл. скоростями распространения: групповой скоростью $u_{гр} = \partial\omega/\partial k$ и фазовой скоростью $u_{фаз} = \omega/k$, где ω и k — частота и волновой вектор волны. $u_{гр}$ определяет скорость переноса энергии группой волн с близкими частотами. Поэтому в соответствии с принципом относительности $u_{гр}$ любого колебат. процесса не может превышать c. Напротив, $u_{фаз}$, к-рая характеризует скорость распространения фазы каждой монохроматич. составляющей этой группы волн, не связана с переносом энергии в волне. Поэтому она может принимать любые значения, в частности и значения $> c$. В последнем случае о ней говорят как о С. с.

Простейший пример С. с.— фазовая скорость распространения эл.-магн. волн в волноводах. Действительно, эл.-магн. волна частоты ω распространяется вдоль оси волновода по закону $\exp[i(k_z z - \omega t)]$, где k_z — проекция волнового вектора k на ось волновода z. Волновой вектор k связан с частотой ω соотношением $k^2 = \omega^2/c^2$, где $k^2 = k_z^2 + k_\perp^2$, а $k_\perp$ — проекция волнового вектора k на поперечное сечение волновода $z = \text{const}$. Тогда $u_{фаз}$ волны вдоль оси волновода

$$u_{фаз} = \omega/k_z = c\Big/\sqrt{1 - c^2k_\perp^2/\omega^2}$$

будет больше c, а

$$u_{гр} = \partial\omega/\partial k_z = c\sqrt{1 - c^2k_\perp^2/\omega^2}$$

меньше c.

Приведём ещё один пример существования С. с. Если вращать электронный пучок с помощью соответствующей электронной пушки вокруг нек-рой оси с угл. скоростью Ω, то линейная скорость пятна от пучка электронов $u = \Omega R$ на достаточно больших расстояниях R от оси может стать больше скорости света. Однако перемещение электронного пятна от пушки по окружности радиуса R_0 со скоростью $u = \Omega R_0 > c$ эквивалентно перемещению в пространстве фазы пучка. Энергия пучка при этом переносится в радиальном направлении и скорость переноса не может стать больше c.

При распространении сигнала в среде с показателем преломления n волновой вектор k эл.-магн. волны и её частота удовлетворяют соотношению $k^2 = (\omega^2/c^2)n^2$. В этом случае $u_{фаз} = c/n$. Для среды с $n < 1$ $u_{фаз} > c$. Пример такой среды — полностью ионизованная *плазма*, у к-рой $n^2 = 1 - 4\pi Ne^2/m\omega^2$, где e и m — заряд и масса электрона, а N — плотность электронов в плазме. В среде с $n > 1$ $u_{фаз} = c/n < c$. Однако в этом случае возможно реальное движение материальных частиц со скоростью v, большей скорости света в среде (т. е. $v > c/n$). Движение заряж. частиц с такой скоростью ($v > c/n$, но $v < c$!) приводит к возникновению *Черенкова — Вавилова излучения*.

Лит.: Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987; Болотовский Б. М., Быков В. П., Излучение при сверхсветовом движении зарядов, «УФН», 1990, т. 160, в. 6, с. 141.

С. Н. Столяров.

СВЕРХСВЕТОВЫЕ СКОРОСТИ в астрофизике. Теория относительности предполагает существование макс. скорости движения физ. объектов (распространения сигналов), равной скорости света в вакууме. Однако изменение положения в пространстве точек, выделенных по тем или иным признакам, может происходить и с бо́льшими скоростями. Подобные кажущиеся сверхсветовые движения нередко наблюдаются в активных *ядрах галактик*.

Краткая предыстория их обнаружения такова. Известно, что *яркостная температура* $T_я$ некогерентных источников *синхротронного излучения* (в частности, радиоисточников, связанных с активными ядрами галактик) не может превышать теоретич. предел $\sim 10^{12}$ К. Бо́льшим темп-рам соответствует столь высокая плотность энергии синхротронного излучения, что происходят катастрофически быстрые потери энергии релятивистских электронов из-за обратного комптоновского рассеяния синхротронных фотонов (см. *Комптона эффект*). Однако наблюдения перем. внегалактич. радиоисточников часто дают $T_я > 10^{12}$ К, если их размеры d оценивать из очевидного соотношения $d \leqslant c\tau$, где τ — характерное время переменности (изменения потока излучения). (Непосредств. измерения размеров этих радиоисточников, расположенных в ядрах галактик, невозможны из-за недостаточного угл. разрешения обычных радиотелескопов.) Чтобы объяснить этот факт, предлагалось отказаться от некогерентного синхротронного механизма, к-рый успешно применялся для интерпретации остальных особенностей радиоизлучения *квазаров* и *радиогалактик*. В 1966 М. Рис показал [1], что преодолеть указанное затруднение можно, если предположить, что излучающая плазма движется с релятивистской скоростью под небольшим углом к лучу зрения. Тогда наблюдаемая яркостная темп-ра может превышать собственную (в системе покоя плазмы) яркостную темп-ру в γ^3 раз, где γ — фактор Лоренца. Так возникла идея о выбросе вещества из ядер галактик с релятивистскими скоростями. В нач. 1970-х гг. М. Коэн, А. Моффет (A. Moffet) и др. [2, 3] действительно обнаружили быстрые перемещения компонент радиоисточников. Причём проекция их линейной скорости на небесную сферу даже превышала скорость света.

Благодаря развитию техн. базы и методов обработки данных *радиоинтерферометров* со сверхдлинными базами удалось построить качественные изображения радиоисточников в ядрах галактик. На рис. 1(*а*, *б*) представлены карты (радиоизофоты) радиоисточника в ядре радиогалактики, 3С120, полученные для двух разл. моментов времени [4]. (Расстояние в 2 мсек дуги соответствует 1 парсеку $=3\cdot10^{18}$ см.) Источник имеет типичную для ядерных радиоисточников структуру ядро — струя. Ядро — яркий точечный источник с координатами (0, 0); струю, имеющую здесь проекционный линейный размер ≈ 50 пк, удаётся проследить (с помощью др. радиотелескопов) вплоть до расстояний ≈ 100 кпк, что гораздо больше размеров галактики. Затем она «вдувается» в протяжённую компоненту радиоисточника 3С120, т. н. радиоухо. Полный размер радиоисточника ≈ 400 кпк, причём протяжённая структура содержит два «радиоуха», расположенные по разные стороны от галактики. Сравнивая положение отд. «пятен» на рис. 1(*а*, *б*), нетрудно заметить их смещение в сторону от ядра. Угл. скорость смещения $\approx 2{,}5$ мсек дуги в год соответствует линейной скорости $\approx 4c$. Объяснение этого явления состоит в следующем. Рассмотрим нек-рое физ. образование, перемещающееся вдоль струи со скоростью $v_п$ под углом φ к лучу зрения (рис. 2). Проекция его скорости на небесную сферу $v_t = v_п \sin\varphi$. Однако чем дальше оно продвигается вдоль струи, тем меньше времени требуется испущенным им фотонам, чтобы достигнуть наблюдателя. Из-за этого наблюдаемая скорость перемещения пятна в картинной плоскости

$$v_t^{\text{наб}} = \frac{v_п \sin\varphi}{1 - v_п \cos\varphi/c}.$$

На рис. 3 представлена зависимость $v_t^{\text{наб}}$ от φ при разл. значениях $v_п$. Видно, что при релятивистских значениях $v_п$ наблюдаемая скорость $v_t^{\text{наб}}$ может превышать c. Т. о., и высокие яркостные темп-ры, и «сверхсветовые» перемещения «пятен» можно объяснить, если радиоизлучающая плазма выбрасывается из ядра галактики с релятивистскими скоростями. Другое важное свойство, имеющее естеств. объяснение в рамках такой интерпретации,— асимметрия ядерных радиоисточников. Внеш. «радиоухи» с примерно одинаковыми характеристиками расположены по обе стороны от ядра галактики. А струя, к-рая, по совр. представлениям, обеспечивает их существование непрерывной передачей им энергии из ядра галактики, наблюдается лишь в направлении одного из них. (Такая асимметрия сохраняется и за пределами ядра.) Частота и излучат. способность (см. *Излучение плазмы*) в системе отсчёта наблюдателя (ν, ε_ν) и в системе отсчёта движущейся (со скоростью V) плазмы струи (ν', $\varepsilon'_{\nu'}$) связаны следующим обра-

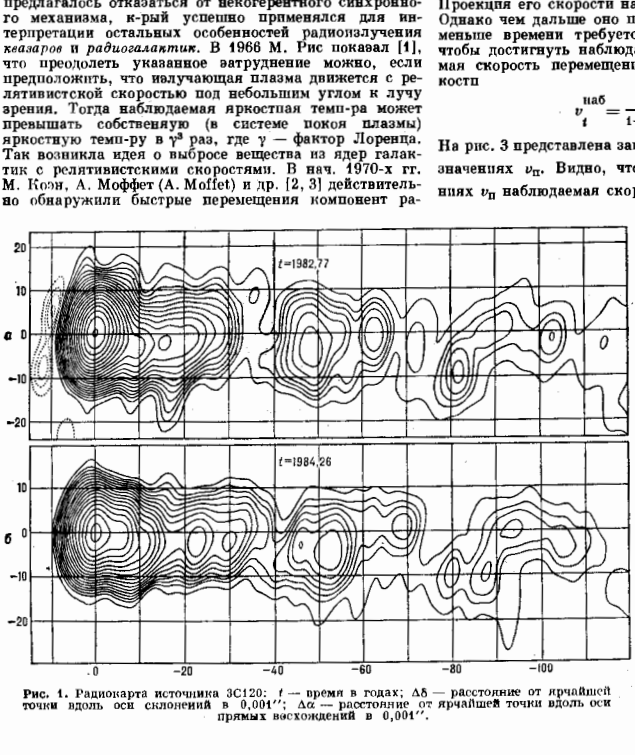


Рис. 1. Радиокарта источника 3С120: t — время в годах; $\Delta\delta$ — расстояние от яркайшей точки вдоль оси склонений в 0,001″; $\Delta\alpha$ — расстояние от яркайшей точки вдоль оси прямых восхождений в 0,001″.

зом: $\nu = D\nu'$, $\varepsilon_\nu(\nu) = D^2\varepsilon'_{\nu'}(\nu')$, где $D = [\gamma(1 - \boldsymbol{V}\boldsymbol{n}/c)]^{-1}$ — фактор Доплера, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, направленный в точку наблюдения. Эти ф-лы отражают релятивистские эффекты смещения частоты и аберрации излучения (см. *Доплера эффект*). Тогда при степенном законе $\varepsilon'_{\nu'}(\nu') \propto (\nu')^{-\alpha}$ отношение потоков S от струй, вытекающих в противоположные стороны из ядра, равно:

$$\frac{S_c}{S_к} = \left(\frac{1+V\cos\varphi/c}{1-V\cos\varphi/c}\right)^{2+\alpha}.$$

На рис. 4 показана зависимость этого отношения от φ при типичном значении $\alpha = 0{,}6$. Очевидно, что направленная к наблюдателю струя может быть гораздо ярче контрструи. Т. о., отмеченная асимметрия также объясняется релятивистскими эффектами. Успешное объяснение этих и др. свойств радиоисточников в ядрах

Рис. 2.

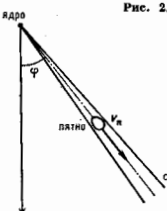


Рис. 3. Зависимость от φ наблюдаемой скорости движения «пятна» для различных значений фактора Лоренца пространственных перемещений $\gamma_п = 1/\sqrt{1-(v_п/c)^2}$ ($\gamma_п$ = 2,3,4,5,6; увеличивается снизу вверх).

галактик сделало модель релятивистской струи очень популярной, хотя и не общепризнанной среди астрофизиков. В этой модели «струя» радиоисточника рассматривается действительно как релятивистское струйное течение плазмы из ядра галактики. Радиоядро связывается с оптически толстым нач. участком струи или

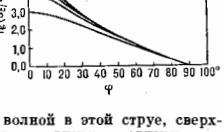


Рис. 4. Зависимость от φ отношения интегральных потоков излучения струи S_c и контрструи $S_к$ для $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2} = 2{,}3{,}4{,}5{,}6$ (увеличивается снизу вверх).

со стационарной ударной волной в этой струе, сверхсветовые «пятна» — с нестационарными ударными волнами. Повыш. яркость этих деталей объясняется процессами усиления магн. поля и ускорения релятивистских электронов на ударном фронте (см. *Ускорение заряженных частиц*).

Лит.: 1) Reea M. J., Aperance of relativistically expanding radio sources, «Nature», 1966, v. 211, p. 468; 2) Cohen M. H. и др., Small-scale structure of radio galaxies and quasi-stellar sources at 3,8 centimeters, «Astrophys. J.», 1971, v. 170, p. 207; 3) Whitney A. R. и др., Quasars revisited rapid time variations observed via very-long baseline interferometry, «Science», 1971, v. 173, p. 225; 4) Benson J. M. и др., VLBI and merlin observations of 3C 120 AT 1.7 6Hz-superluminal motions beyond 0,5, «Astrophys. J.», 1988, v. 334, p. 560. *С. С. Кожухарь.*

СВЕРХСИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ — поля с напряжённостью $H \geqslant 1$ МЭ (граница условна). Классификацию магн. поля обычно связывают со способами получения полей. Слабые (до 0,5 кЭ) и средние (до 40 кЭ) магн. поля получают в лаб. условиях с помощью постоянных магнитов и электромагнитов. Для получения сильных стационарных полей до ~300 кЭ используют охлаждаемые и сверхпроводящие соленоиды (катушки) (см. *Сверхпроводящий магнит*). Поля св. 300 кЭ получают практически только в квазистационарных (длительность импульса $\tau \sim 10^{-3} \div 10$ с) или импульсных ($\tau < 10^{-3}$с) режимах при пропускании сильных электрич. токов через соленоиды разл. конструкций либо при сжатии внеш. силами магн. потока внутри замкнутого проводящего витка (л а й н е р а). Генерация С. м. п. с напряжённостью $\gtrsim 1$ МЭ сопровождается существ. повреждениями материала катушек и даже их разрушением, т. е. магн. системы становятся пригодными только для однократного применения. Простейший способ получения С. м. п.— разряд батареи импульсных конденсаторов через одновитковый соленоид. Таким способом получают магн. поля до 4 МЭ. Поле в 4 МЭ обладает плотностью энергии $H^2/8\pi$, сравнимой с энергией связи атома в твёрдых телах $\mathscr{E}$ (для металлов $\mathscr{E}$ имеет величину неск. эВ/ат). В зоне действия такого поля происходит, как правило, полное разрушение (превращения в пар) материала катушки. Самые высокие значения поля (вплоть до 25 МЭ) в лаб. условиях получают методом сжатия магн. потока с использованием энергии взрывчатых веществ (ВВ).

Совр. физику интересуют и более высокие поля, недостижимые пока в лаб. практике, их влияние на строение атомов и молекул и соответственно на физ. свойства веществ. Оказывается, что существенных эффектов можно ожидать, напр., когда силы со стороны магн. поля $H_{ат}$ становятся преобладающими по сравнению с кулоновским взаимодействием электрона с ядром. Это происходит, когда величина поля $H > H_{ат} = m^2e^3c/\hbar^3 = 2{,}35\cdot10^9$ Э. Ещё более сильное поле $H_{кв} = m^2e^3/e\hbar = 4{,}4\cdot10^{13}$ Э определяет границы применимости классич. *электродинамики*. В полях $H > H_{кв}$ значит. роль играют не только релятивистские, но и квантовые эффекты.

Астрофиз. исследования указывают на существование гигантских магн. полей у нек-рых типов звёзд (см. *Магнитные поля звёзд*). Напр., у *белых карликов* обнаружены поля ~10^7 Э, у быстровращающихся нейтронных звёзд (*пульсаров*) — $10^9 \div 10^{12}$ Э. Ещё более высокие поля ($10^{10} \div 10^{13}$ Э) зарегистрированы у *рентгеновских пульсаров* — в двойных звёздных системах, одна из к-рых является нейтронной звездой. Сжатие магн. потока при гравитац. коллапсе звезды может приводить к возникновению магн. полей 10^{14} Э. Эти уникальные природные источники открывают возможность для изучения С. м. п. такого уровня и их влияния на перестройку атомных структур, приводящую к появлению новых, необычных состояний вещества.

С. м. п., существующие в микромире, могут быть обнаружены при проведении нек-рых физ. экспериментов. Поля $10^5 \div 10^7$ Э имеются вблизи ядер свободных атомов, на что указывает *сверхтонкая структура* энергетич. уровней электронов (см. также *Внутрикристаллическое поле*). С. м. п. возникают при фокусировании мощных лазерных пучков. Напр., при фокусировке лазерного излучения мощностью $P = 10^{12}$ Вт на площади $S = 10^{-4}$ см^2 плотность эл.-маги. энергии P/cS в фокусе соответствует напряжённости поля $H = (8\pi P/cS)^{1/2}$, т. е. ~10^7 Э. Признаки существования магн. полей напряжённостью до 10^8 Э обнаружены при кумуляции плазмы в установках типа *плазменного фокуса*. Магн. поля звёздного уровня должны возникать при нецентральных столкновениях тяжёлых ионов. Эквивалентный электрич. ток ионов при таких взаимодействиях может возбуждать магн. поле $H = (Z_1 + Z_2)ev/4\pi cR^2$. При относительной скорости ионов $v = 0{,}1$ с и суммарном заряде $(Z_1 + Z_2) > 170$ на очень коротких расстояниях R, сравнимых с радиусом ядра, поле может достигать величины ~10^{14} Э.

Получение сильных и сверхсильных магнитных полей. Задачи получения сильных магн. полей в лаб.

практике сводятся к созданию источников тока и спец. устройств (соленоидов, катушек, лайнеров и др.), в к-рых и генерируется поле при прохождении через них тока. Источники тока и соленоиды должны удовлетворять техн. требованиям, соответствующим уровню получаемых полей. Т. к. $H \sim I$, то в общем случае увеличение поля в соленоиде требует соответствующего роста тока I. А это в свою очередь приводит к увеличению выделения джоулева тепла в материале соленоида и росту в нём механич. напряжений (за счёт магн. составляющей *Лоренца силы*). Поэтому осн. проблемы на пути продвижения в область более сильных полей связаны с решением задач тепловой стойкости и механич. прочности соленоидов.

Сильные стационарные магнитные поля получают в водоохлаждаемых резистивных системах, состоящих, как правило, из 2—3 коаксиальных соленоидов разл. конструкций. Максимально достигнутое поле в рабочем зазоре 32—50 мм составляет 250 кЭ (Институт физики твёрдого тела им. М. Планка, Гренобль, Франция). Ограничение величины поля связано с проблемой охлаждения обмоток соленоидов. Мощность P, рассеиваемая в катушке, связана с величиной поля H_0 в её центре соотношением

$$P=(r_0\rho/\lambda G)H_0^2,$$

где r_0 — внутр. радиус катушки, ρ — уд. сопротивление проводника, $\lambda = V_1/(V_1 + V_0)$ — коэф. заполнения (V_1 — объём проводника, V_0 — объём пространства в обмотке, незаполненный проводником), G — константа, характеризующая геометрию катушки. Чтобы получить, напр., поле $H = 100$ кЭ в медной катушке с $r_0 = 2$ см при комнатной темп-ре, нужен источник тока мощностью $P \gtrsim 2$ МВт. Для получения магн. поля в 250 кЭ использовался источник с $P \gtrsim 10$ МВт, а расход охлаждающей дистиллиров. воды составил ~ 400 м³/ч. В качестве одной из секций резистивных соленоидов часто используется конструкция катушки, предложенная Ф. Биттером (F. Bitter, 1939). В ней металлич. диски с разрезами, служащие витками соленоида, и изолирующие прокладки образуют при сборке двойную спираль, а охлаждающая вода прогоняется через перфорацию в дисках (рис. 1). Реактивные стационарные магниты с их системами питания и охлаждения представляют собой крупные дорогостоящие сооружения, использующиеся во мн. науч. центрах. Дальнейшее повышение напряжённости стационарных полей в обычных резистивных системах ограничено техн. возможностями отвода больших мощностей, выделяющихся в малых объёмах. Кардинальное решение проблем тепловыделения при генерации С. м. п. даёт использование сверхпроводящих материалов. Однако макс. поля, получаемые в сверхпроводящих соленоидах, не превышают 175 кЭ, хотя *критические магнитные поля* (H_c) некоторых *сверхпроводников* имеют большие значения (напр., $H_c \approx 250$ кЭ в Nb_3Ge, $H_c \approx 350$ кЭ в V_3Ga). Создание сверхпроводящих магн. систем с магн. полем > 175 кЭ затрудняется уменьшением с ростом поля *критического тока* и технол. проблемами.

Использование комбиниров. магн. систем, сочетающих в одном устройстве резистивный и сверхпроводящий соленоиды, даёт перспективу получить стационарные магн. поля до 500 кЭ. В таких устройствах получено стационарное магн. поле напряжённостью 318 кЭ (Национальная магнитная лаборатория им. Ф. Бит-

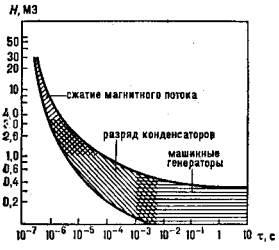


Рис. 2. Зависимость напряжённости магнитного поля от длительности импульса.

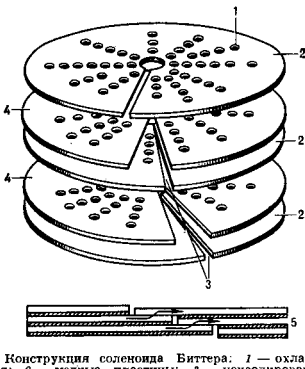


Рис. 1. Конструкция соленоида Биттера: *1* — охлаждающие отверстия; *2* — медные пластины; *3* — неизолированная поверхность контакта; *4* — изоляционные кольца; *5* — сечение катушки.

тера, США, 1987). Более высокие поля получают только в квазистационарном и импульсном режимах (рис. 2). Первые системы для получения таких сильных магн. полей были созданы П. Л. Капицей (1924).

К в а з и с т а ц и о н а р н ы м и обычно наз. сильные магн. поля с длительностью импульсов поля ($\tau \sim 10^{-3} \div 10$ с), при к-рой в соленоидах ещё слабо проявляется *скин-эффект*. Если напряжённость магн. поля при такой длительности импульсов не превышает 1 МЭ, его ещё можно получать в неразрушающихся системах. Для ограничения тепловыделения $q \sim I^2\rho\tau \sim H^2\rho\tau$ в материале катушки, растущего с повышением поля, используют два пути: уменьшение длительности импульса поля τ и снижение уд. сопротивления ρ материала соленоида. (Предварительное охлаждение медной обмотки соленоида до темп-ры жидкого азота [77,4 К] снижает её уд. сопротивление в 8 раз, а охлаждение до темп-ры жидкого водорода [20,4 К] — в 1000 раз.) При больших значениях поля мощность, выделяющуюся в обмотке соленоида, невозможно снять в течение импульса охлаждающей жидкостью и, чтобы не допустить опасного перегрева, нужно рассчитывать только на собств. теплоёмкость обмотки. При конструировании криогенных соленоидов необходимо учитывать, что с ростом поля и снижением темп-ры у мн. металлов (напр., у Cu) линейно с полем растёт *магнетосопротивление*. В качестве материала для криогенных соленоидов часто используют алюминий высокой чистоты (99,999%), т. к. его магнетосопротивление при темп-рах 20—30 К стремится к насыщению уже в полях 20—40 кЭ. Помимо снижения электросопротивления глубокое охлаждение повышает механич. прочность материала соленоида, поэтому охлаждённые катушки выдер-

живают бо́льшие напряжённости поля. В полях $\gtrsim$ 400 кЭ определяемое магн. полем давление $\sim H^2/8\pi$ создаёт в элементах конструкции соленоидов механич. напряжения, превосходящие предел текучести $\sigma_т$ большинства традиционно используемых для их изготовления материалов (Cu, разл. бронзы, Al и др.). *Пондеромоторные силы* стремятся разорвать витки обмотки соленоида в радиальном направлении и сжимают их в осевом, разрушая изоляцию. Уменьшением длительности импульса поля можно добиться того, чтобы материал обмотки не претерпел за время импульса значит. деформации. Квазистационарные соленоиды — многовитковые системы, обладающие, как правило, бо́льшим отношением собственной индуктивности к сопротивлению, и их легко согласовать с любыми использующимися источниками тока: конденсаторными батареями, мотор-генераторами, униполярными генераторами.

Существует бо́льшое кол-во конструкций квазистационарных соленоидов: однослойные и многослойные, секционированные, спиральные, часто используется конструкция биттеровского типа. Для повышения прочности конструкций применяют пропитку обмоток компаундами и используют наружные бандажи из прочной стали и композитных материалов. Рабочие объёмы поля соленоидов колеблются от неск. см^3 до неск. сотен см^3, длительность импульсов у криогенных соленоидов, как правило, на $1 \div 2$ порядка выше, чем в тёплых. Ресурс соленоидов определяется не только механич. прочностью и тепловой стойкостью мятериала обмоток, но и качеством межвитковой электрич. изоляции. Из-за накопления неизбежных остаточных деформаций в материале обмоток и изоляции в процессе работы соленоидов их ресурс ограничен и составляет от неск. импульсов при макс. полях до неск. тысяч импульсов.

В ряде конструкций предложены способы, облегчающие решение проблем механич. прочности соленоидов. В конструкции с самоподдерживающимися обмотками соленоид разбивается на секции, в кажд ых-рых механич. напряжения не превышают предела прочности материала и не передаются от одной секции к другой. Суммарное воспроизводимое поле в таком соленоиде может быть $\sim$1 МЭ. Однако при такой конструкции резко увеличиваются размеры и вес системы и снижается эффективность использования источника энергии (доли %). Для «бессиловых» конфигураций обмоток векторы плотности тока $\boldsymbol{j}$ и поля $\boldsymbol{H}$ параллельны. В этом случае пондеромоторные силы $\boldsymbol{F} \sim [\boldsymbol{jH}]$, приводящие к механич. напряжениям в витках, обращаются в нуль (для бесконечных систем). Для реальных (конечных) обмоток можно добиться существ. уменьшения действующих сил в одной части магнита, а другая его часть будет «удерживать» (обжимать) первую. Такие «бессиловые» конфигурации преобразуют высокое давление в малой области в низкое давление, распространённое на большую область, что приводит к увеличению размеров всей системы. Простейшая «бессиловая» конфигурация представляет собой обмотку, навитую на цилиндрич. каркас под углом 45° к образующей цилиндра. В такой системе наружное азимутальное поле равно внутреннему аксиальному.

Сверхсильные импульсные магнитные поля получают чаще всего при разряде ёмкостных накопителей энергии на одновитковые соленоиды (рис. 3). Одновитковые катушки, разрушающиеся при однократном использовании, являются наиб. простой конструкцией для получения импульсных магн. полей в диапазоне $1 \div 4$ МЭ. Внутр. диаметр и длина катушек обычно не превышают 1 см. Индуктивность их мала ($L \sim$ нГн), поэтому для генерации в них сверхсильных полей требуются токи мегаамперного уровня. Их получают с помощью высоковольтных конденсаторных батарей с низкой собств. индуктивностью и запасаемой энергией

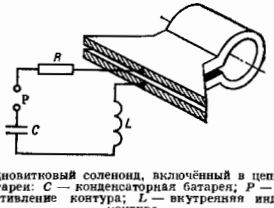


Рис. 3. Одновитковый соленоид, включённый в цепь конденсаторной батареи: C — конденсаторная батарея; P — разрядник; R — сопротивление контура; L — внутренняя индуктивность контура.

$W \sim 10^4 \div 10^6$ Дж. Длительность импульсов получаемого поля $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ с, а время нарастания поля до макс. значения составляет обычно $0{,}5 \div 2$ мкс. Существ. роль в процессе генерации таких полей играет скин-эффект: ток концентрируется в тонком слое δ на внутр. поверхности соленоида. Плотность тока может достигать очень бо́льших величин $j \geqslant 3 \cdot 10^7$ А/см^2. Следствием этого является возникновение в материале соленоида значит. градиентов темп-ры и магн. давления. Бо́льшие величины магн. давления $H^2/8\pi$, преобразующиеся в пределах глубины скин-слоя δ в механич. напряжение, инициируют ударно-волновое сжатие и пластич. течение материала соленоида за фронтом ударной волны. Из-за мощного энерговыделения $j^2\rho$ в скин-слое растёт уд. сопротивление ρ, проникновение поля в материал соленоида приобретает нелинейный характер, токовый слой с внутр. поверхности перемещается в глубь проводника. Процесс нагрева носит адиабатич. характер. Темп-ру поверхности в этом случае можно оценить по ф-ле $T = H^2/8c_V\gamma \approx 3000\,H^2$, где c_V — уд. теплоёмкость при пост. объёме, γ — плотность материала катушки (величина H выражена в МЭ). Уже при $H = 1$ МЭ поверхностный слой катушки, выполненный из тугоплавких металлов, начинает плавиться. С дальнейшим ростом поля область плавления распространяется в глубь проводника, а на его поверхности начинается испарение материала. «Волна испарения» проникает внутрь проводника, вследствие чего он теряет проводимость. Одновременно создаются условия для развития неустойчивостей на границе поле — проводник и электрич. пробоя слоя металлич. паров, образующихся вблизи поверхности соленоида (характерные времена этих процессов сравнимы с длительностью импульса поля τ, а их интенсивность резко нарастает с увеличением H). В итоге происходит взрывообразное разрушение материала соленоида («взрыв скин-слоя»). За время τ возрастает размер области, занимаемой полем в соленоиде, увеличиваются индуктивность и сопротивление соленоида. Это приводит к нарушению линейной зависимости между H и I (рис. 4) и пространственной нестационарности поля. При генерации мегаэрстедных импульсных полей ($H \sim 1 \div 4$ МЭ) осн. роль играют физ. процессы взаимодействия поля с материалом соленоида. Количеств. характеристики физ. процессов зависят не только от величины поля H, скорости его изменения dH/dt, τ, но и от физ. свойств материала соленоида и его размеров. По совокупности свойств лучше др. металлов противостоит разрушаю-

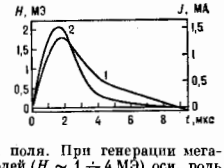


Рис. 4. Временные зависимости тока и поля при разряде конденсаторной батареи на одновитковый соленоид (медь, диаметр $d_0 = 2{,}4$ мм, длина $l_0 = 4$ мм): *1* — ток, *2* — поле.

щему действию мегаэрстедного поля тантал. Это связано с высокой плотностью и темп-рой плавления Та, с характером распространения ударных волн (при к-ром обеспечивается малая скорость частиц), с высокой вязкостью, обеспечивающей целостность катушки при ударных нагрузках, и др. Разл. способы внеш. упрочнения конструкций импульсных соленоидов практически не оказывают влияния на величину генерируемого поля, т. к. за короткое время τ его существования возмущения из зоны взаимодействия поля с материалом катушек, где выделяется осн. энергия, не успевают распространиться на большой объём.

Метод сжатия магнитного потока (магн. кумуляция) позволяет получить макс. магн. поля в условиях лаборатории. Если внутри проводящей цилиндрич. оболочки (лайнера) с радиусом r_0 и сечением $S_0 = \pi r_0^2$ создать аксиальное магн. поле H_0 и затем симметрично и достаточно быстро сжать лайнер внеш. силами [за время t уменьшив радиус до $r(t)$], то магн. поток $\Phi = H_0 S_0$ внутри лайнера не успеет измениться и поле возрастёт: $H(t) = H_0 r_0^2/r^2(t)$. Идея магн. кумуляции предложена А. Д. Сахаровым (1951) и реализована в виде устройств, получивших назв. магнитокумулятивных генераторов С. м. п. МК-1 (рис. 5). Сжатие лайнера

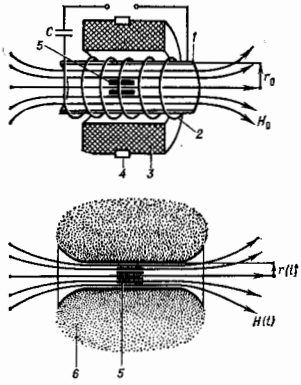


Рис. 5. Схема магнитокумулятивного генератора МК-1 сверхсильного магнитного поля: *1* — оболочка (лайнер); *2* — соленоид начального поля; *3* — заряд ВВ; *4* — детонаторы; *5* — исследуемый образец; *6* — продукты взрыва.

осуществлялось давлением продуктов взрыва хим. ВВ. Источником тока для создания начального магн. поля может служить конденсаторная батарея или др. магнитокумулятивный генератор энергии (МК-2), используемый как импульсный генератор тока. В нём эл.-магн. импульсы генерируются при прямом преобразовании энергии взрыва в энергию поля в процессе сжатия и вытеснения магн. потока в нагрузку. В экспериментах были получены поля напряжённостью ок. 5 МЭ в полости диам. 10 мм. В одном из опытов в полости диам. 4 мм удалось зарегистрировать рекордное поле 25 МЭ (1964). В аналогичном эксперименте в Лос-Аламосе (США) было получено поле ~15 МЭ. Однако неустойчивость магн. кумуляции явилась причиной невоспроизводимого характера генерации С. м. п. Возникающие неустойчивости связаны с развитием возмущений на границе поле — вещество и имеют ту же природу, что и в случае генерации мегаэрстедных полей в соленоидах.

Стабилизация процесса магн. кумуляции возможна при сжатии магн. потока системой последовательно включаемых коаксиальных оболочек (А. И. Павловский, ВНИИ экспериментальной физики, Арзамас, 1980). Оболочки устроены так, что они свободно пропускают магн. поток, пока неподвижны, и захватывают его, когда начинают двигаться. Неподвижная оболочка (проницаемая для аксиального магн. потока) состоит из тонких изолированных друг от друга медных проводников. Под действием ударной волны сжатия, возникающей при столкновении движущейся оболочки с неподвижной, изоляция проводников разрушается. Образуется сплошная медная оболочка с изотропной проводимостью. Каждый раз, когда возникает угроза потери устойчивости разогретой внутр. границы оболочки, эта оболочка заменяется новой, холодной, к-рой передаются ф-ции дальнейшего сжатия потока. Такие устройства наз. каскадными генераторами С. м. п. (рис. 6). Их

Рис. 6. Временные зависимости магнитного поля H, внутреннего диаметра D и коэффициента сохранения потока $\eta = \Phi/\Phi_0$ в трёхкаскадном магнитокумулятивном генераторе.

осн. достоинство заключается в том, что они обеспечивают стабильность работы и высокую воспроизводимость С. м. п. В каскадных генераторах устойчиво воспроизводятся поля напряжённостью до 16 МЭ в объёме ~ 5 см³. Плотность магн. энергии такого поля в 100 раз превышает плотность энергии хим. ВВ, а давление магн. поля достигает 10 Мбар.

Возможности каткадного генератора (при использовании хим. ВВ) дают надежду на получение полей до 30 МЭ в объёме 1÷5 см³, а при использовании энергии относительно небольшого ядерного взрыва — до 10^3 МЭ.

Сжатие магн. потока, заключённого внутри цилиндрич. лайнера, может производиться также и электродинамич. силами, создаваемыми возрастающим магн. полем внеш. катушки. Расчёты показывают, что этот способ позволяет получать бо́льшие скорости радиального сжатия лайнера, и следовательно можно надеяться и на более высокие поля, чем при использовании ВВ. Практически в таких системах получены поля до 3,2 МЭ. Вследствие конечной проводимости материала лайнера часть магн. потока, создаваемого внеш. катушкой, может проникать на начальных стадиях ускорения внутрь лайнера, а затем сжиматься. Поэтому в системах с эл.-магн. сжатием можно обойтись без предварит. создания магн. потока внутри лайнера.

Применение сверхсильных магнитных полей. Начало использованию сильных магн. полей в физ. исследованиях было положено трудами П. Л. Капицы. В кон. 1920-х гг. он провёл в полях до 320 кЭ обширные исследования магнетосопротивления, намагниченности, *магнитострикции*, *Эеемана эффекта*, траекторий заряж. частиц. Макс. интерес вызывают С. м. п. в физике твёрдого тела. Они применяются в исследованиях гальваномагн., термомагн., оптич., магн.-оптич., резонансных явлений. Оптич. и магн.-оптич. исследования свойств мн. веществ проведены в полях до 10 МЭ, в т. ч. при низких темп-рах исследовано влияние С. м. п. на энергетич. спектры, зонную структуру и др. характеристики твёрдого тела. В полях до 2 МЭ исследовались спектры поглощения и циклотронный резонанс в полупроводниках, *Фарадея эффект* в видимой и ИК-област-

тях спектра, зеемановское расщепление спектральных линий, магнетосопротивление тонких висмутовых проволок, проводятся исследования сверхпроводников с высокими критич. полями и др. В ядерной физике и физике элементарных частиц С. м. п. используют для идентификации частиц, фокусировки и отклонения заряж. частиц, для генерации мощного тормозного излучения и т. д. С. м. п. широко применяются в исследованиях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Импульсное С. м. п.— источник для получения квазигидростатич. давлений до 5 Мбар, в к-рых проведены исследования ур-ния состояний ряда веществ, изучается сжатие твёрдого водорода при $T \approx 4 \div 6$ К. Энергия магн. поля напряжённостью $\sim 10 \div 15$ МЭ превышает энергию связи частиц в твёрдых телах, магн. давление превышает давление в центре Земли. Такие поля используются для изучения свойств веществ в экстремальных условиях. Сильные магн. поля находят применение в химии, биологии, широко используются в технол. целях (напр., для магнитно-импульсной обработки и сварки металлов).

Измерения напряжённости С. м. п. производятся прокалиброванными индукционными датчиками (магн. зондами), а также по величине эффекта Фарадея и эффекта Зеемана. В астрофиз. измерениях уровень С. м. п. оценивается по степени круговой поляризации непрерывного излучения.

Лит.: Сахаров А. Д., Взрывомагнитные генераторы, «УФН», 1966, т. 88, в. 4, с. 725; Техника больших импульсных токов и магнитных полей, М., 1970; Монтгомери Д. Б., Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов..., пер. с англ., М., 1971; Кнопфель Г., Сверхсильные импульсные магнитные поля, пер. с англ., М., 1972; Лагутин А. С.,Ожогин В. И., Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте, М., 1988; Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение, пер. с англ., М., 1988; Павловский А. И., Магнитная кумуляция, «Природа», 1990, № 8, с. 39. *Ф. Ф. Демичев.*

СВЕРХСТРУКТУ́РА — структура упорядоченного *сплава*, в к-рой атомы разного сорта правильно чередуются, образуя периодич. решётку с периодом, превышающим периоды кристаллич. решёток материалов, образующих сплав. Образование С. происходит ниже нек-рой темп-ры, называемой темп-рой упорядочения в тех случаях, когда атомам данного сорта энергетически выгоднее быть окружёнными атомами др. сорта. Часто С. возникает в результате фазового перехода 2-го рода. Примером С. может служить структура сплава Cu — Zn (β-латунь), где в неупорядоченном состоянии атомы Cu и Zn равновероятно распределяются по узлам объёмноцентриров. решётки, а во вполне упорядоченном состоянии атомы одного сорта занимают узлы в вершинах кубич. ячеек, а другого — в их центрах. Такого же типа С. встречаются в сплавах состава, близкого к Cu — Be, Cu — Pd, Ag — Mg, Fe — Al, Au — Zn и др.

Лит.: Смирнов А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966. *Э. М. Эпштейн.*

СВЕРХТЕКУЧАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — обобщение одночастичной *оболочечной модели ядра*, учитывающее парные корреляции нуклонов вблизи поверхности Ферми в средних и тяжёлых ядрах. С. м. я. опирается на понятие остаточного взаимодействия нуклонов. Согласно модели оболочек, значит. часть реального нуклон-нуклонного взаимодействия может быть учтена с помощью введения среднего, самосогласованного поля ядра, в к-ром нейтроны и протоны движутся почти независимо. Неучтённая часть нуклон-нуклонного взаимодействия — т. н. остаточное взаимодействие — чрезвычайно важна для понимания мн. свойств ядра. Если остаточное взаимодействие имеет характер притяжения, то оно существенейшим образом изменяет движение нуклонов вблизи поверхности Ферми, придавая ему коррелированный характер. Для двух взаимодействующих частиц с противоположными импульсами и направлениями спинов, находящихся у поверхности Ферми, принцип Паули ограничивает возможное взаимодействие. В результате оказывается, что трёхмерный потенциал для пары частиц у поверхности Ферми даже при малом притяжении приводит к связанному состоянию.

В наиб. распространённых вариантах С. м. я. используется матем. аппарат теории *сверхпроводимости* (см. *Сверхтекучесть атомных ядер*). Теория С. м. я. разработана независимо С. Т. Беляевым, А. Б. Мигдалом и В. Г. Соловьёвым. При этом в основе лежал либо метод *Боголюбова канонических преобразований*, либо ур-ния Л. П. Горькова в методе *Грина функций*.

В С. м. я. используется гамильтониан Бардина — Купера — Шриффера (БКШ). Применительно к ядру он имеет вид:

$$\mathscr{H}_{\text{вкш}} = \sum_{\lambda,\tau} \varepsilon^{\tau}_{\lambda} a^{+}_{\lambda\tau} a_{\lambda\tau} - \sum_{\tau,\lambda,\lambda'} G_{\tau} a^{+}_{\lambda\tau} a^{+}_{\bar{\lambda}\tau} a_{\lambda'\tau} a_{\bar{\lambda}'\tau}. \quad (1)$$

Здесь $\tau = \text{n,p}$ — т. н. изотопич. индекс (n — нейтроны, p — протоны), $a^{+}_{\lambda\tau}$, $a_{\lambda\tau}$ — операторы рождения и уничтожения нуклона сорта τ в состоянии λ с энергией $\varepsilon^{\tau}_{\lambda}$; $\bar{\lambda}$ — состояние, отличающееся от λ знаком угл. момента нуклона; $G_{\text{пр}}$ — константа парного взаимодействия нейтронов или протонов. Знак второго слагаемого выбран так, что притяжению нуклонов отвечает $G > 0$. Гамильтониан не содержит взаимодействия нейтронов с протонами, эти подсистемы выступают в С. м. я. как независимые. Поэтому в дальнейшем рассматриваем нейтроны (для протонов результаты аналогичны).

Гамильтониан (1) приближённо диагонализуется с помощью линейного канонич. преобразования Боголюбова:

$$\begin{aligned} a^{+}_{\lambda} &= u_{\lambda}\alpha^{+}_{\lambda} - v_{\lambda}\alpha_{\bar{\lambda}}, \\ a_{\lambda} &= u_{\lambda}\alpha_{\lambda} + v_{\lambda}\alpha^{+}_{\bar{\lambda}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $u^{2}_{\lambda} + v^{2}_{\lambda} = 1$. Это преобразование трансформирует взаимодействующие частицы в невзаимодействующие квазичастицы, представляющие собой суперпозицию нейтрона (протона) и нейтронной (протонной) дырки. Т. к. операторы рождения и уничтожения квазичастиц являются линейными комбинациями аналогичных операторов частиц, то гамильтониан, диагональный в терминах квазичастиц, будет нарушать закон сохранения числа частиц. Для приближённого исправления этого дефекта переходят от (1) к вспомогат. гамильтониану $\mathscr{H}' = \mathscr{H} - \mu\hat{N}$, где $\hat{N}$ — оператор числа частиц, а μ — множитель Лагранжа, имеющий смысл *химического потенциала*. Он определяется из условия $\langle\hat{N}\rangle = N$, где N — число частиц данного сорта.

Для приведения гамильтониана $\mathscr{H}'$ к диагональному виду необходимо коэф. преобразования в ф-ле (2) выбрать в виде:

$$\begin{aligned} u_{\lambda} &= \sqrt{1/2 + (\varepsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}}, \\ v_{\lambda} &= \sqrt{1/2 - (\varepsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_{\lambda} = \sqrt{(\varepsilon_{\lambda} - \mu)^2 + \Delta^2}. \quad (4)$$

Щель Δ и μ определяется из ур-ний

$$1 - G\sum_{\lambda} 1/E_{\lambda} = 0, \quad (5)$$

$$\sum_{\lambda} v^{2}_{\lambda} = N. \quad (6)$$

При этом $\mathscr{H}'_{\text{вкш}}$ преобразуется в гамильтониан независимых квазичастиц, к-рый (с точностью до константы) имеет вид:

$$\mathcal{H}'_{\text{вкш}} = \sum_{\lambda} E_{\lambda}\, \alpha^{+}_{\lambda} \alpha_{\lambda} \qquad (7)$$

с собств. значениями E_λ, к-рые определяют энергии квазичастичных возбуждений.

Ур-ние (5) в бесконечной системе имеет решение при сколь угодно слабом притяжении ($G > 0$). В конечной системе — ядре это не так; величина G должна быть порядка расстояния между уровнями энергии нейтронов вблизи поверхности Ферми (с точностью до численных факторов, возникающих из-за суммирования по λ).

Микроскопич. подходы в теории ядра (метод Хартри — Фока — Боголюбова, теория конечных ферми-систем и др.) требуют уточнения соотношений (3) — (6) и точного учёта закона сохранения числа частиц. Однако все качеств. предсказания С. м. я. остаются в силе. Поэтому часто под С. м. я. понимают и более строгие теории, в к-рых последовательно учитывается нуклонная сверхтекучесть.

Лит. см. при ст. *Сверхтекучесть атомных ядер.*

Э. Е. Саперштейн.

СВЕРХТЕКУ́ЧЕСТЬ — явление бездиссипативного переноса массы в макроскопич. квантовых системах, находящихся в сверхтекучем состоянии; открыто в жидком ^{4}He (см. *Гелий жидкий*) П. Л. Капицей (1938) и в жидком ^{3}He Д. Ошеровым, Р. Ричардсоном и Д. Ли (D. Osheroff, R. Richardson, D. Lee, 1972). Бездиссипативное (незатухающее) движение обеспечивается когерентностью фаз макроскопич. числа частиц квантовой жидкости (см. *Когерентное состояние*). Аналогична природа явления *сверхпроводимости*, а также явления спиновой сверхтекучести — бездиссипативного переноса намагниченности в сверхтекучем ^{3}He-*B*.

Сверхтекучее состояние обладает дальним порядком (см. *Дальний и ближний порядок*) и возникает в квантовом статистич. ансамбле тождественных частиц в результате фазового перехода 2-го рода при охлаждении ниже темп-ры T_c перехода в сверхтекучее состояние. Для жидкого ^{4}He $T_c = 2{,}17$ K при давлении насыщенных паров, для жидкого ^{3}He $T_c = 2{,}7 \cdot 10^{-3}$ K при давлении 34 атм и $T_c = 0{,}9 \cdot 10^{-3}$ K при давлении насыщенных паров. Механизмы образования сверхтекучего состояния и вид его *параметра порядка*, отличного от нуля при $T < T_c$ и равного нулю при $T > T_c$, могут быть самыми разнообразными.

В жидком ^{4}He, состоящем из сферически симметричных атомов со спином $S = 0$, параметром порядка служит комплексная ф-ция $\psi = |\psi| \exp i\varphi$, имеющая смысл квантовомеханич. волновой ф-ции частиц, участвующих в когерентном движении. Состояния сверхтекучего ^{4}He с разл. значениями фазы хотя и имеют одинаковую энергию (вырождены), но не являются тождественными: между двумя связанными ансамблями с разными фазами φ_1 и φ_2 (напр., между сообщающимися сосудами с ^{4}He, соединёнными достаточно тонким каналом) возникает поток частиц $j \propto \sin(\varphi_1 - \varphi_2)$, зависящий от разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ (аналог стационарного *Джозефсона эффекта*). Состояния с фазами, различающимися на $2\pi N$ (где N — целое число), обладающие одним и тем же значением параметра порядка $\psi = |\psi| \exp i\varphi$, эквивалентны. Т. о., имеется непрерывный набор вырожденных состояний, характеризующихся разл. значениями фазы φ от 0 до 2π. Тем самым произвол в выборе фазы, носящий название калибровочной симметрии или $U(1)$-симметрии, в сверхтекучей жидкости отсутствует. Иными словами, С. является следствием нарушенной калибровочной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*).

Если фаза φ зависит от координат, то в жидкости возникает когерентное сверхтекучее движение с локальной скоростью $v_s = (\hbar/m)\nabla\varphi$, где m — масса атома ^{4}He. Скорость сверхтекучего движения (сверхтекучая скорость) в ^{4}He потенциальна (см. *Потенциальное течение*). Доля жидкости, принимающая участие в сверхтекучем движении, наз. сверхтекучей компонентой. Плотность сверхтекучей компоненты ρ_s в жидком ^{4}He при $T = 0$ совпадает с полной плотностью жидкости ρ и уменьшается с повышением темп-ры до нуля при $T = T_c$. Значение ρ_s отлично от нуля только в сверхтекучем состоянии, поэтому часто комплексный параметр порядка ψ выбирают так, чтобы $|\psi|^2 = \rho_s$. Остальная часть жидкости с плотностью $\rho_n = \rho - \rho_s$ образует нормальную компоненту, при низких темп-рах представляющую собой совокупность элементарных возбуждений (*квазичастиц*) двух типов — фононов и ротонов (см. *Ландау теория сверхтекучести*). Величина ρ_n при низких T определяется спектром элементарных возбуждений $\varepsilon(p)$:

$$\rho_n = -\frac{1}{3}\int \frac{\partial n}{\partial \varepsilon}\, p^2\, \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}. \qquad (1)$$

Здесь $n = n(\varepsilon)$ — ф-ция распределения квазичастиц, p — импульс частицы. Отсутствие нормальной компоненты при $T = 0$ — следствие формы спектра элементарных возбуждений в ^{4}He. В принципе возможны и существуют сверхтекучие системы (^{3}He-*A*, бесщелевые сверхпроводники, раствор ^{3}He в сверхтекучем ^{4}He) с ненулевой плотностью нормальной компоненты при $T = 0$.

Как и всякая обычная жидкость, нормальная компонента обладает вязкостью, обусловленной взаимодействием квазичастиц между собой. Нормальная компонента течёт со скоростью v_n, так что масса в сверхтекучем ^{4}He переносится с двумя скоростями: полный поток частиц $j = \rho_s v_s + \rho_n v_n$. Когерентное сверхтекучее движение не обладает *энтропией*. Всё тепловое движение в сверхтекучей жидкости связано с её нормальной составляющей. Конвективный обратимый перенос энтропии, характерный для нормальных жидкостей, в сверхтекучей жидкости осуществляется нормальной компонентой со скоростью v_n и может происходить без переноса массы, т. е. при $j = \rho_s v_s + \rho_n v_n = 0$. Это приводит к существованию двух типов колебаний (звуков) в объёме сверхтекучего ^{4}He: помимо обычного звука — колебаний плотности и тока (т. н. первый звук), возможно распространение колебаний иного типа — *второго звука*, представляющего собой волны энтропии, или температурные волны (см. *Звук* в сверхтекучем гелии).

Двухскоростная гидродинамика Ландау, кроме ур-ний, содержащих обычные гидродинамич. переменные (ρ, j, энтропию S), включает ур-ние и для сверхтекучей скорости:

$$\partial v_s/\partial t = -\nabla\mu, \qquad (2)$$

где μ — *химический потенциал*, выраженный через те же гидродинамич. переменные. Ур-ние (2) определяет осн. свойство сверхтекучего ^{4}He: для поддержания стационарного течения сверхтекучей компоненты не требуется разности хим. потенциалов на концах канала, т. е. сверхтекучее движение происходит без перепада давления. Иначе говоря, вязкость сверхтекучей компоненты равна нулю. Наличие разности хим. потенциалов ($\nabla\mu \neq 0$) приводит к ускорению сверхтекучей компоненты.

Отсутствие диссипации при стационарном течении сверхтекучей компоненты обнаруживается при наблюдении долгоживущего циркуляц. движения жидкости в кольцевом канале. В силу непрерывности параметра порядка фаза φ может измениться при обходе канала лишь на $2\pi N$, что приводит к квантованию циркуляции сверхтекучей скорости $\oint v_s d\mathbf{r} = (\hbar/m)N$. Тем самым всевозможные течения разбиваются на классы течений, характеризуемые целочисленным инвариантом N. Течения внутри одного класса с данным N могут непрерывно переходить друг в друга, а переходы между течениями разных классов требуют

появления разрывов в поле $\varphi(r)$. Т. к. разрывам $\varphi(r)$ соответствует бесконечный рост сверхтекучей скорости, то разрывы возможны, если в процессе перехода ρ_s обращается в нуль, т. е. в точках разрыва $\varphi(r)$ сверхтекучее состояние разрушается. Последнее требует затрат энергии и создаёт существ. потенц. барьер между течениями с различными N, в результате чего циркуляц. течение в неодносвязном канале чрезвычайно устойчиво. Существование целочисленного инварианта в сверхтекучем ^{4}He является следствием нетривиальной топологии пространства вырождения R. В сверхтекучем ^{4}He R-область изменения фазы от 0 до 2π — окружность. В др. сверхтекучих жидкостях пространство вырождения может быть другим, при этом изменяется и классификация непрерывных течений в неодносвязных каналах.

Неаависимость сверхтекучего и нормального движений в сверхтекучем ^{4}He имеет место только при достаточно малой разности скоростей $\boldsymbol{w} = \boldsymbol{v}_s - \boldsymbol{v}_n$. С увеличением $\boldsymbol{w}$ между её компонентами может возникнуть эфф. трение, препятствующее дальнейшему увеличению относительной скорости. В ^{4}He имеется два механизма возникновения взаимного трения. Первый связан с тем, что начиная с нек-рой критич. скорости w_c наблюдается спонтанное рождение квазичастиц. Величина $w_c = \min[\varepsilon(p)/p]$ в ^{4}He составляет ≈ 60 м/с. Каждая родившаяся квазичастица увеличивает импульс $\rho_n \boldsymbol{v}_n$ нормальной компоненты на величину p за счёт импульса $\rho_s \boldsymbol{v}_s$ сверхтекучей компоненты, что приводит к взаимному трению. Изменение $\rho_s \boldsymbol{v}_s$ в этом процессе происходит за счёт уменьшения ρ_s при сохранении $\boldsymbol{v}_s$.

Второй механизм связан с рождением и движением топологич. объектов — квантованных вихрей (см. *Квантованные вихри* в гелии), представляющих собой особые линии, при обходе вокруг к-рых по замкнутому контуру фаза φ изменяется на $2\pi N$, и следовательно циркуляция скорости $\boldsymbol{v}_s$ квантуется: $\oint \boldsymbol{v}_s d\boldsymbol{r} = (h/m)N$ [Л. Онсагер (L. Onsager), 1948]. На самой линии вихря фаза φ не определена, поэтому для сохранения непрерывности параметра порядка ψ его модуль должен обращаться в нуль, т. е. С. на оси вихря отсутствует. Область ёлизи оси вихря, где значение $|\psi|$ отличается от равновесного, наз. сердцевиной или кором вихря. В сверхтекучем ^{4}He устойчивы вихри только с $N = \pm 1$, вихри с бо́льшими N распадаются на вихри с единичными квантами циркуляции сохранением N, напр. $2 \to 1 + 1$. Квантованные вихри испытывают трение со стороны нормальной компоненты благодаря рассеянию квазичастиц на коре вихря, поэтому в равновесии вихри движутся вместе с нормальной компонентой. Вихрь также является агентом, переносящим импульс между сверхтекучей и нормальной компонентами, но в отличие от квазичастичного механизма взаимного трения вихревой механизм приводит к изменению $\boldsymbol{v}_s$: каждый вихрь, пересекая канал, уменьшает или увеличивает набег (прирост) фазы φ в канале на 2π, изменяя тем самым $\boldsymbol{v}_s$. Этот процесс, называемый проскальзыванием фазы, может происходить в непрерывном (турбулентном) режиме и приводить к взаимному трению, если w превышает критич. скорость рождения вихрей $w_c \approx (h/mR)\ln(R/\xi)$, где R — радиус канала, ξ — радиус кора вихря, $R > \xi$. Для поддержания такого диссипативного движения сверхтекучей компоненты требуется разность давлений на концах канала. Ускорение сверхтекучей компоненты, вызываемое градиентом хим. потенциала, согласно ур-нию (2), компенсируется процессами проскальзывания фазы за счёт движущихся квантованных вихрей.

Наряду с турбулентным вихревым движением сверхтекучей компоненты наблюдаются и отд. процессы проскальзывания фазы при течении сверхтекучей жидкости через узкое отверстие [О. Авенель, Э. Варокю (O. Avenel, E. Varoquaux), 1985], соединяющее два сообщающихся сосуда. Такой процесс квантованного изменения разности фаз $\Delta\varphi = 2\pi N$, сопровождаемый скачками разности давлений, представляет собой аналог нестационарного эффекта Джозефсона в сверхтекучей жидкости.

Квантованные вихри возникают не только как метастабильные образования в динамич. процессах сверхтекучего движения. Во вращающемся с угл. скоростью $\boldsymbol{w}$ сосуде со сверхтекучей жидкостью периодич. решётка вихрей является осн. состоянием системы, аналогичным *решётке вихрей Абрикосова*, возникающей в сверхпроводниках 2-го рода в магн. поле. Это связано с тем, что во вращающемся сосуде минимум энергии системы соответствует твердотельному вращению всей жидкости со скоростью $\boldsymbol{v}_n = \boldsymbol{v}_s = [\boldsymbol{w}\boldsymbol{r}]$, т. е. $\mathrm{rot}\, \boldsymbol{v}_s = 2\boldsymbol{w}$, но такое состояние не реализуется из-за потенциальности движения сверхтекучей компоненты в ^{4}He. Система параллельных квантованных вихрей с циркуляцией h/m в каждом вихре создаёт ср. завихрённость $\langle \mathrm{rot}\, \boldsymbol{v}_s \rangle = (h/m)n$, где n — число вихрей на единицу площади. В равновесии $n = 2(m/h)\omega$, и вихри имитируют твердотельное вращение сверхтекучей жидкости со ср. скоростью $\langle \boldsymbol{v}_s \rangle = \langle [\boldsymbol{w}\boldsymbol{r}] \rangle$.

С микроскопич. точки зрения, сверхтекучесть в ^{4}He связана с явлением *Бозе — Эйнштейна конденсации*, хорошо изученным на примере модели слабонеидеального *бозе-газа* (Н. Н. Боголюбов, 1947). Когерентное сверхтекучее состояние возникает в результате перехода макроскопич. части атомов в состояние бозе-конденсата. В случае слабого взаимодействия частиц бозе-конденсация означает накопление атомов в одночастичном состоянии с наим. энергией, соответствующей нулевому импульсу. Атомы, находящиеся в бозе-конденсате, описываются одной и той же волновой ф-цией, и поэтому их движение макроскопически когерентно. Параметр порядка φ определяется в этом случае как ср. значение по статистич. ансамблю от квантовомехаяич. оператора $\hat{\psi}$ уничтожения атома ^{4}He в формализме *вторичного квантования*: $\psi = \langle \hat{\psi} \rangle$. Модуль параметра порядка при таком определении совпадает с плотностью n_0 атомов, имеющих нулевой импульс: $|\psi|^2 = n_0$. Плотность бозе-конденсата n_0 при $T = 0$ в слабонеидеальном бозе-газе не совпадает с плотностью газа (совпадение имеет место лишь в идеальном бозе-газе). В реальном сверхтекучем ^{4}He величина n_0, измеренная посредством рассеяния нейтронов, составляет при низких темп-рах всего $\sim 0{,}1\rho/m$, что указывает на весьма сильное взаимодействие атомов ^{4}He между собой. С др. стороны, плотность сверхтекучей компоненты как в слабонеидеальном бозе-газе, так и в ^{4}He при $T = 0$ совпадает с плотностью жидкости, т. е. в осн. состоянии жидкости атомы с нулевым и ненулевым импульсами образуют единый когерентный конденсат, а тепловые возбуждения и нормальная компонента отсутствуют. При достаточно большом взаимодействии между атомами жидкости величина n_0, а вместе с ней и параметр порядка ψ сверхтекучего состояния могут обратиться в нуль.

Существование параметра порядка ψ, являясь достаточным условием С., не является при этом необходимым её условием. Так, для двумерных сверхтекучих систем (плёнка гелия на твёрдой поверхности) $\psi = \langle \hat{\psi} \rangle = 0$ при любой конечной темп-ре. Причиной этого являются растущие с ростом размеров плёнки тепловые флуктуации фазы [П. Хоэнберг (P. Hohenberg), 1967]. Тем не менее имеется темп-ра перехода T_c, ниже к-рой возникает сверхтекучая компонента с плотностью ρ_s. При низких темп-рах ($T \ll T_c$) в сверхтекучей плёнке хорошо выражен ближний порядок: фазы параметра порядка в точках r и r' сильно коррелируют между собой. Разность фаз

$$\langle \varphi(r) - \varphi(r') \rangle \sim \frac{T}{T_c} \ln \frac{|r - r'| + \xi}{\xi} \qquad (3)$$

существенно меньше 2π вплоть до расстояний $|r-r'| \lesssim \xi\exp(T_c/T)$. На бо́льших расстояниях правая часть ф-лы (3) расходится, свидетельствуя об отсутствии дальнего порядка, но сохраняется т. н. топологический дальний порядок, связанный с тем, что набег фазы на $2\pi N$ по замкнутому контуру сохраняется несмотря на флуктуации. В результате хорошо определены квантованные вихри, а в замкнутой кольцевой плёнке возможны разл. классы незатухающих течений с разными квантами циркуляции N (В. Березинский, 1971).

В отличие от трёхмерного случая, С. в плёнке возникает скачком, причём величина скачка $\Delta\rho_s$ связана с темп-рой перехода универсальным соотношением:

$$\Delta\rho_s=(2m^2/\pi\hbar^2)T_c \qquad (4)$$

[Дж. Костерлиц, Д. Таулес (J. Kosterlitz, D. Thouless), 1973]. Исчезновение С. связано с образованием при $T=T_c$ квантованных вихрей противоположного знака с $N=\pm 1$, к-рые разрушают топологический дальний порядок. Соотношение (4) для плёнки ^{4}He проверено экспериментально [Д. Бишоп, Дж. Реппи (D. Bishop, J. Reppy), 1978].

В жидком ^{3}He, состоящем из атомов со спином $^1/_2$, переход в сверхтекучее состояние происходит так же, как и переход в сверхпроводящее состояние в металлах, посредством *Купера эффекта* — объединения квазичастиц с противоположными импульсами $\boldsymbol{p}$ и $-\boldsymbol{p}$ вблизи *ферми-поверхности* в пары. Т. о., сверхтекучее состояние ферми-жидкостей характеризуется появлением отличного от нуля среднего по статистич. ансамблю от произведения двух операторов уничтожения:

$$F_{\alpha\beta}=\langle a^-_{p\alpha}\, a^-_{-p\beta}\rangle. \qquad (5)$$

Здесь индексы α, β нумеруют проекции спина частиц. Образование такого аномального среднего означает нарушение калибровочной инвариантности: при калибровочном преобразовании оператор $a^-_{p\sigma}$ переходит в $a^-_{p\sigma}\exp i\chi$, что не меняет внергию системы, но изменяет ф-цию F, характеризующую состояние системы, $F\to F\exp 2i\chi$. Как и в сверхтекучем ^{4}He нарушение калибровочной симметрии приводит к С., т. е. к существованию бездиссипативного переноса массы в сверхтекучем ^{3}He или электрич. заряда в сверхпроводниках. Физ. свойства конкретных сверхтекучих жидкостей (сверхпроводников) определяются симметрией ф-ции $F_{\alpha\beta}$, т. е. совокупностью преобразований, сохраняющих её значение. Системы, характеризующиеся одинаковой симметрией ф-ции $F_{\alpha\beta}$, обладают одинаковыми сверхтекучими (сверхпроводящими) свойствами, в соответствии с чем все сверхпроводящие и сверхтекучие системы разбиваются на классы систем с одинаковой симметрией. Так, обычный сверхпроводник с s-спариванием квазичастиц обладает изотропной по импульсам и спинам ф-цией F и тем самым относится к тому же классу С., что и сверхтекучий ^{4}He с изотропным и бесспиновым параметром порядка ψ, и поэтому имеет с ним много сходного, несмотря на др. механизм образования когерентного состояния.

В отличие от обычных сверхпроводников, куперовские пары в ^{3}He обладают спином $S=1$ и орбитальным моментом $L=1$, т. е. ф-ция F у ^{3}He не является изотропной. В результате все три известные сверхтекучие фазы ^{3}He (^{3}He-B, ^{3}He-A, ^{3}He-A_1) относятся к разл. классам С., причём ни один из этих классов не совпадает с классом С. обычного сверхпроводника и ^{4}He. В то время как ^{3}He-B по своим сверхтекучим свойствам очень похож на сверхтекучий ^{4}He, отличаясь от него другими (магнитными и жидкокристаллическими) свойствами, фаза A резко выделена своими сверхтекучими свойствами. Ф-ция F A-фазы:

$$F_{\alpha\beta}\sim(\boldsymbol{p},\Delta_1+i\Delta_2)i(\boldsymbol{d},\hat{\sigma}\hat{\sigma}_y)_{\alpha\beta}, \qquad (6)$$

где $\hat{\boldsymbol{\sigma}}=(\hat{\sigma}_x,\ \hat{\sigma}_y,\ \hat{\sigma}_z)$ — матрицы Паули; $\boldsymbol{d}$ — единичный вектор, задающий направление спонтанной магн. анизотропии в A-фазе; единичные векторы Δ_1 и Δ_2 ортогональны друг другу, причём их векторное произведение $\boldsymbol{l}$ определяет направление спонтанного орбитального момента куперовской пары и жидкокристаллич. ось анизотропии A-фазы. Для сверхтекучих свойств здесь существенно, что одновременно с нарушением калибровочной симметрии [группы $U(1)$] нарушена симметрия относительно пространственных вращений (группа SO_3), т. к. состояние A-фазы характеризуется тройкой векторов Δ_1, Δ_2, $\boldsymbol{l}$, к-рые преобразуются при вращениях координатного пространства (см. *Гелий жидкий*). При этом сохраняется комбиниров. симметрия U кому (1), соответствующая неинвариантности F при калибровочных преобразованиях, выполняемых одновременно с поворотами на угол 2χ вокруг вектора $\boldsymbol{l}$. Это приводит к след. сверхтекучим свойствам, зависящим от жидкокристаллич. анизотропии A-фазы.

1. Плотность сверхтекучей компоненты является одноосным тензором, т. е. сверхтекучий ток j_s, вообще говоря, не параллелен v_s:

$$j^i_s=\rho^{ik}_s v^k_s,\ \rho^{ik}_s=\rho_s\delta^{ik}-\rho_0 l^i l^k. \qquad (7)$$

Здесь δ^{ik} — *Кронекера символ*, по повторяющимся индексам осуществляется суммирование, $\rho_0\to\rho_s/2$ при $T\to T_c$ и $\rho_0\to 0$ при $T\to 0$.

2. Если вектор $\boldsymbol{l}$ меняется в пространстве, то скорость сверхтекучего течения $v_s=(\hbar/2m)\Delta_{1i}\nabla\Delta_{2i}$ не является потенциальной: циркуляция $\oint v_s dr$ по замкнутому контуру зависит от пути интегрирования и может принимать любые, а не только квантованные значения, т. е. потенциальность течения — отнюдь не обязательный атрибут сверхтекучего движения.

3. В кольцевых каналах достаточно большого радиуса существуют только два класса течений, в то время как при включении достаточно сильного магн. поля, а также в узких каналах классы течений характеризуются произвольным целочисленным индексом N, как в ^{4}He, а в ряде случаев даже двумя целочисленными индексами N_1 и N_2. Такое разнообразие свойств является следствием особенностей топологич. структуры пространства вырожденных состояний в A-фазе.

4. Отличие этого пространства состояний от окружности, имеющей место в сверхтекучем ^{4}He, приводит также к др. свойствам квантованных вихрей по сравнению с ^{4}He. Так, вихрь с одним квантом циркуляции (квант циркуляции в сверхтекучем ^{3}He равен $\hbar/2m$) имеет сингулярный кор, внутри к-рого сверхтекучее состояние отличается от A-фазы, а вихрь с двумя кваитами циркуляции вообще не имеет сингулярного кора и поэтому часто бывает энергетически более выгодным, чем два одноквантовых вихря. При вращении сосуда в присутствии магн. поля возникают вихревые решётки, состоящие как из сингулярных, так и несингулярных вихрей. При уменьшении поля решётка несингулярных вихрей становится энергетически более выгодной, образуя непрерывную периодич. структуру вектора $\boldsymbol{l}$ с твердотельным (в ср.) распределением скорости сверхтекучего движения $\langle v_s\rangle=[\omega r]$. Существенно, что С. не нарушена ни в одном из вихрей: внутри сингулярного кора одноквантового вихря вместо нормальной жидкости формируется ещё одна сверхтекучая фаза — т. н. полярная фаза. Даже в ^{3}He-B, где все вихри, как и в ^{4}He, сингулярны, кор вихря тем не менее является сверхтекучим: помимо A-фазы в коре имеется сверхтекучая магн. жидкость, в результате вихрь обладает спонтанным магн. моментом.

5. Щель в спектре квазичастиц в A-фазе обращается в нуль в двух точках $\boldsymbol{p}=\pm p_F\boldsymbol{l}$ на ферми-поверхности, поэтому критич. скорость Ландау для рождения возбуждений равна нулю. Это приводит к уменьшению ρ_s за счёт рождения квазичастиц при движении сверх-

текучей компоненты, в результате чего нормальная компонента существует даже при $T = 0$: её плотность пропорциональна $(wl)^2$, а в пространственно неоднородном поле вектора l пропорциональна $|(l\nabla)l|$.

6. Имеется третий механизм взаимного трения между сверхтекучей и нормальной компонентами (помимо квантовых вихрей и рождающихся квазичастиц) за счёт пространственно-временных изменений вектора l. Поскольку динамика вектора l тем самым определяет сверхтекучее движение, двухжидкостная гидродинамика Ландау включает ур-ние для l. Ур-ние (2) в модифициров. системе ур-ний гидродинамики для A-фазы принимает следующий вид (при $v_n = 0$):

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} = -\nabla\mu + \frac{\hbar}{2m}\, e_{ijk} l_i \frac{\partial l_j}{\partial t}\, \nabla l_k, \qquad (8)$$

где e_{ijk} — антисимметричный тензор. Это ур-ние отражает тот факт, что v_s может уменьшаться с помощью пространственно-временных осцилляций вектора l, осуществляющих проскальзывание фазы. Бездиссипативный поток массы осуществляется только при стационарном l и при $\nabla\mu = 0$. При наличии $\nabla\mu \neq 0$ формируется диссипативное токовое состояние сверхтекучей компоненты, в к-ром ускорение за счёт $\nabla\mu$ компенсируется периодическими осцилляциями вектора l, вызывающими диссипацию в системе квазичастиц. Подобный периодич. процесс, представляющий собой аналог объёмного нестационарного эффекта Джозефсона, наблюдается экспериментально.

Магн. сверхтекучая фаза A_1 помимо сверхтекучих свойств, характерных для A-фазы, обладает ещё рядом свойств, вытекающих из дополнит. комбиниров. инвариантности состояния A_1-фазы, связывающей сверхтекучее поведение с магнитным. В частности, во втором звуке, распространяющемся в A_1-фазе, колеблется не только энтропия, но и намагниченность.

С.— весьма распространённое в природе явление. Помимо сверхтекучего ^{4}He и сверхтекучих фаз ^{3}He (в ^{3}He-B кроме обыкновенной наблюдается также спиновая сверхтекучесть), а также заряж. сверхтекучей электронной жидкости в сверхпроводниках следует упомянуть С. в системе нуклонов в *нейтронных звёздах* — пульсарах и сверхтекучие корреляции в атомных ядрах (Н. Н. Боголюбов, 1958). Среди заряженных сверхтекучих систем выделяются сверхпроводящие металлы с *тяжёлыми фермионами*, сверхпроводимость к-рых весьма вероятно относится к классам С., характеризуемым комбиниров. нарушением калибровочной и кристаллич. симметрии и симметрии по отношению к обращению времени (Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, 1984). Родственные сверхпроводимости (или С.) явления наблюдаются также в двумерных электронных системах в присутствии сильного магн. поля, где образуются электронные квантовые жидкости с бездиссипативным потоком массы и электрич. заряда, имеющим место при квантующихся значениях постоянной Холла (см. *Квантовый Холла эффект*). Интенсивно исследуются на предмет обнаружения С.: спин-поляризованный атомарный водород — единств. реальный объект, соответствующий модели слабонеидеального бозе-газа; слабый раствор ^{3}He в сверхтекучем ^{4}He; наконец, кристаллич. фазы ^{3}He и ^{4}He, в к-рых возможна С. жидкости вакансий (А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, 1969).

Лит.: Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1978; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Сверхтекучесть гелия-3. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Минеев В. П., Сверхтекучий ^{4}He. Введение в предмет, «УФН», 1983, т. 139, в. 2, с. 303; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы He^3, «УФН», 1984, т. 143, с. 73.

Г. Е. Воловик, В. П. Минеев.

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ АТОМНЫХ ЯДЕР — коррелированное движение нейтронов и протонов в средних и тяжёлых ядрах, аналогичное движению электронов в *сверхпроводниках*. Идея С. а. я. была выдвинута в 1958 О. Бором, Б. Моттельсоном и Д. Пайнсом [1] под влиянием теории *сверхпроводимости* электронов в металлах. В металлах притяжение между находящимися вблизи поверхности Ферми электронами, обусловленное обменом фононами, может приводить к образованию связанных состояний квазичастиц — к у п е р о в с к и х п а р. При низкой темп-ре эти пары образуют бозе-конденсат (см. *Бозе — Эйнштейна конденсация*), сверхтекучесть к-рого и приводит к сверхпроводимости металла. Энергия связи пары Δ играет роль параметра порядка для фазового перехода из нормальной фазы металла в сверхпроводящую. Она определяет и энергетич. щель в одночастичном спектре сверхпроводника. Так, в нормальном проводнике спектр имеет вид $\mathscr{E}(p) = (p - p_F)p_F/m_e$, где p — импульс квазичастицы, p_F — ферми-импульс, m_e — эффективная масса электрона; в сверхпроводнике:

$$E(p) = \sqrt{\mathscr{E}^2(p) + \Delta^2}.$$

Притяжение между тождеств. нуклонами в синглетном (спин $S = 0$) s-волновом состоянии приводит к аналогичному эффекту в атомных ядрах (см. *Сверхтекучая модель ядра*). Однако при этом оказывается, что размер формально введённой куперовской пары порядка или даже больше размера ядра ($\sim \hbar/\sqrt{m_N\Delta} \sim 10$ фм, т. к. в средних и тяжёлых ядрах $\Delta \sim 1$ МэВ). Поэтому реально связанное состояние пары нуклонов в ядре не образуется и можно говорить только о п а р н ы х к о р р е л я ц и я х протонов и нейтронов в средних и тяжёлых ядрах. Тем не менее многие качеств. эффекты сверхтекучести в атомных ядрах проявляются. Как и в случае электронов в сверхпроводнике, изменяется одночастичный спектр нуклонов. Если в несверхтекучем ядре он определяется одночастичными энергиями нуклонов $\mathscr{E}_\lambda$ в среднем поле ядра (см. *Оболочечная модель ядра*), то при учёте корреляции энергии частичных и дырочных возбуждений вблизи поверхности Ферми нейтронов и протонов даются выражением:

$$E_\lambda = \pm\sqrt{(\mathscr{E}_\lambda - \mathscr{E}_F)^2 + \Delta^2},$$

где $\mathscr{E}_F$ — *химический потенциал* протонов или нейтронов в ядре (рис. 1).

В тех случаях, когда просвет между уровнями энергии ядра заметно превышает Δ, эффекты сверхтекучести несущественны. Именно такая ситуация осуществляется в *магических ядрах*, к-рые являются несверхтекучими. Однако при добавлении всего неск. нуклонов сверхтекучесть возникает. В полумагич. ядрах сверхтекучесть существует только для нуклонов с немагич. числом.

Др. эффект С. а. я.— кардинальное изменение чисел заполнения частиц вблизи поверхности Ферми. В идеальном ферми-газе распределение частиц по импульсам $n(p)$ имеет вид единичной «ступеньки»: $n = \theta(p - p_F)$ (см. *Ферми-распределение*). В нормальной *ферми-жидкости* взаимодействие между частицами лишь уменьшает величину ступеньки $n(p)$, но сам факт существования скачка остаётся.

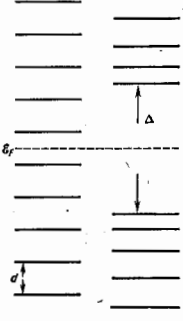


Рис. 1. Влияние спаривания на одночастичный спектр нуклонов в модели эквидистантных уровней; $\Delta = 2d$, d — расстояние между соседними уровнями $\mathscr{E}_\lambda$.

ся в силе, т. е. распределение квазичастиц по-прежнему имеет вид единичной ступеньки. Сверхтекучесть размывает эту ступеньку на интервал $\sim \Delta$. Аналогично, в несверхтекучем ядре квазичастицы распределены по одночастичным состояниям λ по закону $n_\lambda = \theta(\mu - \mathscr{E}_\lambda)$. Учёт парных корреляций делает переход от $n_\lambda = 1$ к $n_\lambda = 0$ плавным, с характерным масштабом $|\mathscr{E}_\lambda - \mu| \sim \Delta$ (рис. 2). Этот эффект — дробное заполнение уровней вблизи поверхности Ферми — влияет на вероятности ядерных β- и γ-переходов. Так, для одночастичного перехода $\lambda_1 \to \lambda_2$ появляется фактор $n_{\lambda_1}(1 - n_{\lambda_2}) < 1$, к-рый уменьшает вероятность перехода иногда на порядок. Существенно влияет С. а. я. и на *альфа-распад*.

Рис. 2. Числа заполнения n_λ для невзаимодействующих частиц (пунктирная ступенька) и с учётом спаривания (сплошная кривая).

Рис. 3. Чётно-нечётный эффект в энергиях отделения нейтрона от ядра при фиксированной величине нейтронного избытка в ядре $N - Z = 21$.

Парные корреляции объясняют и чётно-нечётное «дрожание» энергий связи ядер $B(N, Z)$. Здесь N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре или энергии отделения нейтрона n от ядра

$$S_n(N,Z) = B(N,Z) - B(N-1,Z)$$

(рис. 3). Энергетич. щель Δ приближённо может быть извлечена из разностей энергий связи или $S_n(N, Z)$. Так, для нейтронов

$$\Delta_n(N,Z) = -\frac{1}{4}[S_n(N-1,Z) + S_n(N+1,Z) - 2S_n(N,Z)]. \quad (1)$$

Аналогично вычисляется $\Delta_p(N, Z)$. Значения Δ, извлекаемые из соотношения (1), могут быть приближённо аппроксимированы соотношениями:

$$\Delta_{n,p} \simeq 12/\sqrt{A}, \text{ МэВ}, \quad (2)$$

где $A = N + Z$. Однако есть заметные отклонения от (2), особенно вблизи магич. ядер, и (2) не имеет явного физ. смысла.

Наиб. ярко сверхтекучие свойства проявляются в *деформированных ядрах*. Квантовая ферми-система, не обладающая сверхтекучестью, должна иметь такой же момент инерции, как твёрдое тело того же объёма и формы. Существенно меньшие (в 2—2,5 раза) эксперим. значения моментов инерции деформиров. ядер не объясняла оболочечная модель. Учёт сверхтекучести естественно объясняет этот эффект.

Спектроскопия *высокоспиновых состояний ядер* позволила обнаружить ряд особенностей их спектров (т. н. обратный загиб, двойной обратный загиб). Эти особенности обусловлены фазовыми переходами в ядрах, вызванными ростом угл. момента. Фазовый переход может быть связан либо с изменением формы ядра (напр., возникновением аксиальной деформации), либо с изменением характера спаривания. Так, обратный загиб связывают с разрушением парной корреляции нуклонов под влиянием вращения. Возможно, эти особенности спектров связаны с возникновением в возбуждённых высокоспиновых состояниях ядер триплетного спаривания [3], к-рое может быть результатом притягательного взаимодействия нуклонов в p-состоянии со спином $S = 1$ (гл. обр. спин-орбитального). Гипотоза триплетного спаривания приводит к ряду предсказаний, напр. для вероятностей магн. γ-переходов.

Природа С. а. я. не вполне ясна. Подходы в теории ядра, основанные на первых принципах (напр., теория Бете — Брукнера), приводят для синглетного состояния либо к отталкивательному взаимодействию нуклонов, либо к притяжению, слишком слабому для возникновения сверхтекучести. В отличие от бесконечных систем, где для возникновения спаривания достаточно сколь угодно слабого взаимодействия, в ядрах энергия притягательного взаимодействия должна быть сравнима с расстоянием между уровнями у поверхности Ферми. Результаты этих теорий ставят под сомнение объёмный характер спаривания в ядрах. В то же время на поверхности ядра в этом состоянии должно быть сильное притяжение, связанное с резонансным характером взаимодействия нуклонов малой энергии в пустоте. Т. к. реально существующие ядра — сравнительно небольшие системы, этого поверхностного притяжения может оказаться достаточно для того, чтобы эфф. взаимодействие оказалось притягательным и нужной величины [4].

Большинство эффектов сверхтекучести мало зависит от её природы (объёмной или поверхностной). Наиб. чувствительны к этому реакции двухнуклонной передачи (см. *Прямые ядерные реакции*). Однако данные не столь прецизионны, а теория этих реакций не столь точна, чтобы сделать чёткое различие между двумя крайними случаями. Возможна и промежуточная ситуация, когда взаимодействие притягательно и внутри ядра и на поверхности, но поверхностное притяжение гораздо сильнее и играет существенную роль в спаривании.

Лит.: 1) Bohr A., Mottelson B. R., Pines D., Possible analogy between the excitation spectra of nuclei and those of the superconducting metals state, «Phys. Rev.», 1958, v. 110, № 4, p. 936; 2) Соловьев В. Г., Теория сложных ядер, М., 1971; 3) Фалько В. И., Шамиро И. С., Триплетное спаривание в ядрах, «ЖЭТФ», 1986, т. 91, в. 4, с. 1194; 4) Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983.

Э. Е. Саперштейн.

СВЕРХТО́НКАЯ СТРУКТУ́РА (сверхтонкое расщепление) уровней энергии — расщепление уровней энергии атома, молекулы или кристалла на неск. подуровней, обусловленное взаимодействием магн. момента ядра с магн. полем, создаваемым гл. обр. электронами, а также взаимодействием квадрупольного момента ядра с неоднородным внутриатомным электрич. полем. Вследствие сверхтонкого расщепления уровней в оптич. спектрах атомов и молекул вместо одной спектральной линии возникает группа очень близких линий — С. с. спектральных линий.

Если ядро атома или одно из атомных ядер молекулы имеет спин I, то каждый подуровень С. с. характеризуется полным моментом $F = J + I$, где J — векторная сумма полного электронного момента и момента орбитального движения ядер. Квантовые числа F полного момента пробегают значения $F = |J - I|, |J - I| + 1, \ldots, J + I$ (J и I — квантовые числа пол-

ного механич. электронного и ядерного спинового моментов). При $J \geqslant I$ число подуровней равно $2I+1$, а при $J < I$ оно равно $2J+1$. Энергия $\mathscr{E}$ подуровня записывается в виде:

$$\mathscr{E}_F = \mathscr{E}_J + \mathscr{E}_{M1} + \mathscr{E}_{E2},$$

где $\mathscr{E}_J$ — энергия уровня в пренебрежении С. с., $\mathscr{E}_{M1}$ — энергия магн. диполь-дипольного взаимодействия, $\mathscr{E}_{E2}$ — энергия электрич. квадрупольного взаимодействия.

В атомах и ионах осн. роль играет магн. взаимодействие, энергия к-рого

$$\mathscr{E}_{M1} = \frac{1}{2} hAC, \quad C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1);$$

константа A (Гц) определяется усреднением по состоянию с полным моментом $\boldsymbol{F}$ оператора магн. взаимодействия электронов с ядерным моментом $\hat{\boldsymbol{V}}_{M1} = hA\boldsymbol{IJ}$. Величина взаимодействия пропорц. *ядерному магнетону* $\mu_{яд} = (m/m_p)\mu_0$, где μ_0 — магнетон Бора, m — масса электрона и m_p — масса протона. Расстояние между подуровнями С. с. в атоме примерно в 1000 раз меньше, чем расстояние между компонентами *тонкой структуры*. Характерные величины сверхтонкого расщепления ($\mathscr{E}_{M1}/h$) для основного состояния атомов порядка одного или неск. ГГц. Сверхтонкое расщепление возбуждённых уровней энергии убывает пропорц. энергии связи возбуждённого электрона в степени 3/2 и быстро уменьшается с увеличением орбитального момента электрона. В случае водородоподобных атомов (H, He^+ и т. д.)

$$A = \frac{(Ry/2\pi\hbar)\alpha^2 Z^3}{n^3(l+1/2)J(J+1)} \cdot \frac{m}{m_p} g_I,$$

где $Ry = me^4/2\hbar^2$ — *Ридберга постоянная*, α — *тонкой структуры постоянная*, Z — заряд ядра (в единицах заряда электрона), n и l — главное и орбитальное квантовые числа, g_I — ядерный *Ланде множитель*.

Электрич. квадрупольное взаимодействие существует при $J \geqslant 1$ для несферич. ядер с $I \geqslant 1$. Оно даёт поправки к энергии подуровней атома

$$\mathscr{E}_{E2} = \frac{3h}{8} B \frac{C(C+1) - 4/3I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}.$$

Константа B определяется усреднением по состоянию с полным моментом $\boldsymbol{F}$ оператора квадрупольного взаимодействия

$$V_{E2} = 3/4hB[\hat{I}_i\hat{I}_k + \hat{I}_k\hat{I}_i - 2/3I(I+1)\delta_{ik}]J_iJ_k,$$

где i, $k = 1, 2, 3$, δ_{ik} — *Кронекера символ*. Обычно постоянная квадрупольного взаимодействия B на один-полтора порядка меньше константы A. Квадрупольное взаимодействие приводит к нарушению правила интервалов Ланде.

Для дипольных переходов между подуровнями С. с. разных уровней выполняются *отбора правила*: $\Delta F = 0, \pm 1$; $F + F' \geqslant 1$. Между подуровнями С. с. одного уровня разрешены магн. дипольные переходы с указанными выше правилами отбора, а также электрич. квадрупольные переходы с правилами отбора $\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$; $F + F' \geqslant 2$.

Почти у всех молекул в основном электронном состоянии суммарный механич. момент электронов равен нулю и магн. С. с. колебательно-вращат. уровней энергии гл. обр. связана с вращением молекулы. В случае двухатомных, линейных многоатомных молекул и молекул типа симметричного волчка (см. *Молекула*), содержащих одно ядро со спином I на оси молекулы,

$$\mathscr{E}_{M1} = h\frac{aK^2}{J(J+1)+b} \cdot C,$$

где J и K — квантовые числа полного вращат. момента и его проекции на ось волчка соответственно. Магн. расщепления составляют 1—100 кГц. Если спином обладают неск. ядер молекулы, то вследствие магн. взаимодействий ядерных моментов возникают дополнит. расщепления порядка неск. кГц. Магнитная С. с. уровней энергии молекул, обладающих электронным моментом, того же порядка, что и для атомов.

Если молекула в состоянии $^1\Sigma$ содержит на своей оси ядро с $I \geqslant 1$, гл. роль играет квадрупольное расщепление:

$$\mathscr{E}_{E2} = \frac{3}{8} h\beta\left(\frac{3K^2}{J(J+1)} - 1\right) \frac{C(C+1) - 4/3I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)(2J-1)(2J+3)},$$

где β (Гц) — константа, характерная для уровня с данными K и J. Величины квадрупольных расщеплений составляют десятки и сотни МГц.

В растворах, стёклах и кристаллах С. с. могут, напр., иметь уровни энергии примесных ионов, свободных радикалов, электронов, локализованных на дефектах решётки.

С. с. изучается методами магн. резонанса, др. методами *радиоспектроскопии*. Для возбуждённых состояний используют методы двойного резонанса (оптический — радиочастотный, инфракрасный — радиочастотный резонансы), а также методы нелинейной *лазерной спектроскопии*.

Разл. изотопы хим. элементов обладают разл. значениями ядерного спина, а их линии испытывают изотопич. сдвиг. Поэтому часто происходит наложение спектров разных изотопов и С. с. спектральных линий дополнительно усложняется.

Лит.: Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Armstrong L. Jr., Theory of the hyperfine structure of free atoms, N. Y.—[a. o.], 1971; Радциг А. А., Смирнов Б. М., Параметры атомов и атомных ионов. Справочник, 2 изд., М., 1986.

Е. А. Юрьев.

СВЕРХТО́НКОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — взаимодействие магн. и квадрупольного моментов ядер с магн. и электрическим полями окружающих электронов. С. в. приводит к *сверхтонкой структуре* энергетич. уровней в атомах, молекулах и твёрдых телах с характерным энергетич. масштабом, на 3 порядка меньшим масштаба *тонкой структуры*, связанной со *спин-орбитальным взаимодействием*. Число подуровней сверхтонкой структуры равно $2I+1$, если спин ядра I меньше момента электронной оболочки $\boldsymbol{J}$, и $2J+1$ в противном случае.

Гамильтониан С. в. $\mathscr{H}$ имеет вид:

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_\mu + \mathscr{H}_q = -\mu\boldsymbol{H} + \frac{1}{6}\sum_{\alpha,\beta} Q_{\alpha,\beta}\frac{\partial^2\varphi}{\partial r_\alpha \partial r_\beta},$$

где $\mathscr{H}_\mu$ и $\mathscr{H}_q$ — гамильтонианы магн. и квадрупольного взаимодействий; $\boldsymbol{H}$ и φ — напряжённость магн. поля и электростатич. потенциал, создаваемые электронами в месте нахождения ядра; μ и $Q_{\alpha,\beta} = e\langle 3r_\alpha r_\beta - r^2\delta_{\alpha,\beta}\rangle$ — магн. и квадрупольный моменты ядра, e — заряд электрона. Здесь угл. скобки $\langle\ldots\rangle$ означают усреднение по волновым ф-циям ядра, r_α и r_β — компоненты вектора $\boldsymbol{r}$; индексы $\alpha, \beta = x, y, z$, ось z направлена вдоль спина ядра. Величины μ и $Q_{\alpha,\beta}$ можно выразить через ядерный спин:

$$\mu = \mu_в\,(m_e/m_p)g_I I; \quad Q_{\alpha,\beta} = \frac{3}{2}\frac{Q}{I(2I-1)} \times \times\left(I_\alpha I_\beta + I_\beta I_\alpha - \frac{2}{3}I^2\delta_{\alpha\beta}\right),$$

где $\mu_в = e\hbar/2m_e c$ — *магнетон* Бора, m_e, m_p — массы электрона и протона, g_I — *гиромагнитное отношение*, Q — ср. по волновым ф-циям ядра значение компоненты Q_{zz} в состоянии с макс. проекцией спина на ось z, $\delta_{\alpha\beta}$ — *Кронекера символ*. Магн. поле $\boldsymbol{H}$, создаваемое электронами в месте нахождения ядра, является суммой поля, обусловленного орбитальным движением электронов $\boldsymbol{H}_l = -\mu_в\langle r^3\rangle\boldsymbol{l}$ и поля $\boldsymbol{H}_s$, связанного с распределением спиновой плотности. Поле $\boldsymbol{H}_s$ может быть представлено в виде суммы поля, соответствующего магнитодипольному взаимодействию $\boldsymbol{H}_{s1} = \mu_в\langle 2/r^3\rangle \times$

$\times [sr^2 - 3(sr)r]$, и поля, соответствующего контактному взаимодействию $H_{s0} = -\mu_B(16\pi/3)|\psi^2(0)|s$, где $\psi(0)$ — волновая ф-ция электрона в месте нахождения ядра, s — спин электрона. Для электронов с нулевым орбитальным моментом (s-электронов) H_{s1} и H_l обращаются в нуль и остаётся только контактное взаимодействие. Напротив, для электронов с орбитальным моментом $l > 0$ обращается в нуль контактное взаимодействие и остаются H_{s1} и H_l.

Расщепление уровней в атомах и молекулах, к к-рому приводит С. в., по порядку величины равно $\alpha^2(m_e/m_p)g_I Z^3 Ry$ для магн. части взаимодействия $\mathcal{H}_a$ и $(Q/a_0^2)Z^3Ry$ для квадрупольных взаимодействий, $\mathcal{H}_Q$, где $\alpha = e^2/hc$ — *тонкой структуры постоянная*, Z — заряд ядра, $Ry = e^2/2a_0$ — единица Ридберга для энергии, a_0 — *Бора радиус*. Характер расщепления $\Delta\mathscr{E}_F$ определяется величиной $\langle IJ\rangle$, усреднённой по собств. состоянию системы $|FMIJ\rangle$ с полным моментом $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{I} + \boldsymbol{J}$; $\boldsymbol{M}$ — проекция полного момента:

$$\Delta\mathscr{E}_F = \frac{1}{2}AC + BC(C+1),$$

где $C = 2\ \langle FMIJ|\boldsymbol{IJ}|FMIJ\rangle = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$. Для водородоподобных ионов в состоянии с квантовыми числами nlj имеем:

$$A = \alpha^2 g_I (m_e/m_p)\frac{Z^3 Ry}{n^3}\begin{cases} 8/3, & \text{если } l=0, \\ (l+1/2)/(j+1)^{-1}, & \text{если } l>0; \end{cases}$$

$$B = \left(Q/a_0^2\right)\frac{Z^3 Ry}{n^3}\cdot\frac{3}{8I(2I-1)j(j+1)(l+1)(l+1/2)l}.$$

Для неводородоподобных атомов, молекул и твёрдых тел расчёт магн. поля и градиента электрич. поля электронных оболочек в месте нахождения ядра весьма сложен. Ов, как правило, связан с выходом за рамки обычного *Хартри — Фока метода* и требует громоздких расчётов. В частности, даже для щелочных элементов учёт спиновой поляризации остова может изменить значение постоянной A в 1,5 раза. В ряде случаев, напр. для атомов и ионов с валентными d-электронами, из-за спиновой поляризации меняется знак магн. поля. Для многозарядных ионов и тяжёлых ядер существенную роль начинают играть релятивистские эффекты и эффекты, связанные с конечным размером ядра.

Экспериментально С. в. исследуется методами *лазерной спектроскопии*, *радиоспектроскопии*, *электронного парамагнитного резонанса*, *ядерного магнитного резонанса*, *ядерного квадрупольного резонанса*, используются также методы *гамма-спектроскопии*, основанные на *Мёссбауэра эффекте*. Изучение сверхтонкого расщепления позволяет определить спины, магн. и квадрупольные моменты идер, в т. ч. и в случаях, когда время жизни этих ядер мало. В свою очередь, благодаря С. в. ядра играют роль естеств. зонда, позволяющего исследовать электронную структуру твёрдых тел.

С. в. весьма существенно в спектроскопии *мезоатомов*, т. к. абс. величина сверхтонкого расщепления увеличивается в $(m_\mu/m_e)^3$ раз, где m_μ — масса *мезона*, а относительная — в $(m_\mu/m_e)^2$ раз.

Переход между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния водорода даёт *радиолинию водорода 21 см*, к-рая играет чрезвычайно важную роль в совр. радиоастрономии.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах, пер. с англ., М., 1970; Lindgren I., Morrison J., Atomic many body theory, 2 ed., B.—[a. o.], 1986.

И. Л. Бейман.

СВЕТ — 1) в узком смысле — то же, что и видимое излучение, т. е. эл.-магн. волны в интервале частот, воспринимаемых глазом ($7{,}5\cdot10^{14}$ — $4{,}0\cdot10^{14}$ Гц), что соответствует длинам волн в вакууме от ~400 до ~760 нм. С. очень высокой интенсивности глаз воспринимает в несколько более широком диапазоне. Световые волны разл. частот воспринимаются человеком как разл. цвета (подробнее см. в ст. *Колориметрия*).

2) С. в широком смысле — то же, что *оптическое излучение*.

А. П. Гагарин.

СВЕТИМОСТИ КЛАССЫ — параметры спектральной классификации звёзд, характеризующие зависимость спектра звезды от её абс. видимой *звёздной величины* M_V. С. к. определяются в т. н. йеркесской системе спектральной классификации звёзд (см. *Спектральные классы*).

Разделение звёзд на С. к. связано с зависимостью степени ионизации атомов в атмосферах звёзд от электронного давления и с зависимостью интенсивности спектральных линий от величины взаимодействия атомов с окружающими частицами. Эти зависимости различаются для звёзд с разными ускорениями силы тяжести в атмосфере g. Вследствие *масса — светимость зависимости* величина g, в свою очередь, связана со светимостью звезды, мерой к-рой является абс. звёздная величина. В йеркесской классификации определяются след. С. к. (табл.; не во всех спектральных классах представлены все С. к.).

Класс светимости	Название	Подразделения в порядке убывания светимости
0 (или Ia—0, Ia$^+$)	Сверхсверхгиганты или гипергиганты	
I	Сверхгиганты	Ia, Iab, Ib
II	Яркие гиганты	
III	Гиганты	II—III, IIIa, IIIab, IIIb, III—IV
IV	Субгиганты	
V	Карлики	

Иногда вводятся С. к. VI для субкарликов и С. к. VII для белых карликов. Наблюдаемая численность звёзд отдельных С. к. находит объяснение в рамках теории *эволюции звёзд*.

Лит. см. при ст. *Спектральные классы.*

Л. Р. Юнгельсон.

СВЕТИМОСТЬ в астрономии — полная энергия, излучаемая источником в единицу времени. Часто С. выражают в единицах светимости Солнца $L_\odot \approx 3{,}86\cdot10^{33}$ эрг/с. Иногда говорят не о полной С., а о С. в нек-ром спектральном диапазоне. Напр., в зависимости от метода определения различают визуальную, фотографическую и др. светимость. С. космич. источника излучения может быть найдена по его *блеску* и расстоянию до него. По известному расстоянию r определяют абс. *звёздную величину* M, к-рая связана с видимой звёздной величиной m соотношением

$$M = m + 5 - 5\lg r - A(r),$$

здесь r выражено в парсеках, а величина $A(r)$ учитывает *межзвёздное поглощение*. С. связана с M соотношением

$$\lg(L/L_\odot) = 0{,}4(4{,}77 - M).$$

По видимой звёздной величине объекта и его параллаксу π С. определяется по ф-ле

$$\lg(L/L_\odot) = -2\lg\pi - 0{,}4m - 0{,}1 + 0{,}4A.$$

Для перехода от визуальной, фотогр. С. или С., определённой фотоэлектрич. методами, к полной С. необходимо ввести т. н. *болометрическую поправку*, учитывающую излучение, не зафиксированное данным приёмником. С. звёзд главной последовательности (см. *Герцшпрунга — Рессела диаграмма*) удовлетворяет соотношению масса — светимость: большим массам звёзд соответствуют большие светимости (см. *Масса — светимость зависимость*). С. стационарных звёзд и др. объектов, излучающих за счёт внутр. источников энергии, не превосходит т. н. *критической светимости*.

А. М. Черепащук.

СВЕТИ́МОСТЬ точки поверхности — одна из *световых величин*, отношение *светового потока*, исходящего от элемента поверхности, к площади этого элемента. Единица С. (СИ) — люмен с квадратного метра (лм/м²). Аналогичная величина в системе энергетич. величин наз. энергетической С. (излучательностью) и измеряется в Вт/м². *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТИ́МОСТЬ ускорителя (L) — характеристика эффективности системы «ускоритель + мишень». Определяется как величина, равная числу событий, происходящих в единицу времени при единичном сечении взаимодействия частиц пучка и мишени (в т. ч. подвижной — *встречные пучки*): $L = n_0 lN$, где n_0 — плотность частиц мишени, l — её толщина (вдоль пучка), N — исток частиц из ускорителя. Для встречных пучков $L = (l/l_b)(N_1 N_2/S)f$, где $l_b > l$ (l — протяжённость сгустка частиц, l_b — протяжённость участка пересечения пучков, N_1, N_2 — полное число частиц в каждом из пучков, S — площадь поперечного сечения большего из сгустков, f — частота обращения частиц в ускорителе). При ненулевом угле пересечения орбит сталкивающихся частиц и неполном перекрытии сечений сгустков в формуле появляется геом. коэф., меньший единицы. Размерность С. $[L] = \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Для процесса исследуемого типа, характеризуемого сечением σ, число событий в единицу времени равно $L\sigma$. *И. Н. Мешков.*

СВЕТОВА́Я ОТДА́ЧА — 1) С. о. атома — одно из *пондеромоторных действий света*, заключающееся в том, что атом, испускающий фотон, приобретает импульс отдачи, направленный в сторону, противоположную вылету фотона. При спонтанном испускании разные атомы ансамбля получают импульсы отдачи в разл. произвольных направлениях; при вынужденном испускании — в одном определённом направлении. См. *Давление света.*

2) С. о. источника света — отношение излучаемого источником *светового потока* к потребляемой им мощности. Измеряется в люменах на Ватт (лм/Вт). Служит характеристикой экономичности источников; С. о. совр. ламп накаливания общего назначения 8—20 лм/Вт, люминесцентных — до 90 лм/Вт, металлогалогенных и натриевых — до 130 лм/Вт. См. также *Световая эффективность излучения*, *Источники оптического излучения.* *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТОВА́Я ЭНЕ́РГИЯ — одна из основных *световых величин*, равная произведению *светового потока* на длительность освещения. Единица С. э.— люмен·секунда (лм·с). См. также *Спектральная световая эффективность.* В системе энергетич. величин аналогичная величина — энергия излучения, единица измерения — Дж. *Д. Н. Лазарев.*

СВЕТОВА́Я ЭФФЕКТИ́ВНОСТЬ ИЗЛУЧЕ́НИЯ — отношение светового потока к соответствующему потоку излучения. Единица С. э. и.— лм·Вт$^{-1}$. См. также *Спектральная световая эффективность.*
Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВО́Д (волновод оптический) — закрытое устройство для направленной передачи света. В открытом пространстве передача света возможна только в пределах прямой видимости и ограничивается нач. расходимостью излучения, поглощением и рассеянием в атмосфере. Переход к С. позволяет значительно уменьшить потери световой энергии при её передаче на большие расстояния, а также передавать световую энергию по криволинейным трассам.

Разработаны разнообразные типы С., среди них — линзовые (зеркальные) С., представляющие собой систему заключённых в трубу и расположенных на определённых расстояниях линз (зеркал), полые металлич. трубы и др., однако они не нашли широкого применения.

Наиб. перспективный и широко применяемый в настоящее время (1990-е гг.) тип С.— гибкий диэлектрич. волоконный С. с низкими оптич. потерями (см. *Волоконная оптика*), позволяющий передавать свет на большие расстояния. В простейшем варианте он представляет собой тонкую нить из оптически прозрачного материала, сердцевина к-рой радиуса a_1 имеет показатель преломления n_1, а оболочка с радиусом a_2 имеет показатель преломления $n_2 < n_1$ (рис. 1). В приближении геом. оптики лучи, входящие в сердцевину под достаточно малыми углами к оси С., испытывают *полное внутреннее отражение* на поверхности раздела сердцевины и оболочки и распространяются только по сердцевине.

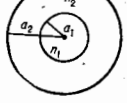


Рис. 1. Поперечное сечение волоконного световода.

В зависимости от назначения С. диаметр сердцевины $2a_1$ составляет от неск. мкм до неск. сотен мкм, а $2a_2$ — от неск. десятков до примерно тысячи мкм.

Величины $2a_1$ и $n_1 - n_2$ определяют число типов волн (мод), к-рые могут распространяться по С. при заданной длине волны света λ. Выбирая $2a_1$ и $n_1 - n_2$ достаточно малыми, можно добиться, чтобы С. работал в одномодовом режиме.

Волоконные С. находят широкое применение в системах *оптической связи*, в датчиках разл. физ. полей, в вычислит. технике, для канализации мощного лазерного излучения для медицинских и технол. целей и т.д.

Характеристики волоконных световодов. Важнейшими характеристиками С., предназначенных для подобных применений, являются оптич. потери, дисперсия групповой скорости, оптич. нелинейность и механич. прочность. В 70-х гг. 20 в. созданы волоконные С. на основе кварцевого стекла с затуханием сигнала ~1 дБ/км в ближней ИК-области спектра. Типичный спектр оптических потерь α в таких С. представлен на рис. 2, *а*. Минимально возможные потери составляют $\approx 0{,}16$ дБ/км на волне 1,55 мкм. Материалом для таких С. служит кварцевое стекло; различия показателей преломления сердцевины и оболочки достигают легированием стекла (напр., фтором, германием, фосфором).

Др. важной характеристикой одномодовых волоконных С., широко применяемых в системах оптич. связи, является дисперсия групповой скорости. На рис. 2, *б* представлен спектр дисперсии С.

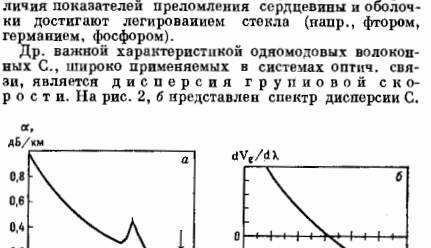


Рис. 2. Спектр оптических потерь (*а*) и дисперсии групповой скорости $dV_g/d\lambda$ (произвольные единицы, *б*).

На рис. 2, *б* видно, что кривая дисперсии проходит через 0 вблизи $\lambda \approx 1{,}3$ мкм. Это означает, что именно в этой спектральной области информац. полоса пропускания одномодовых волоконных С. на основе кварцевого стекла максимальна и составляет $\approx 10^{11}$ Гц·км.

Изменением профиля показателя преломления волоконного С. можно сместить нуль дисперсии в область вблизи 1,55 мкм, где расположен абс. минимум оптич. потерь. Такие волоконные С. (со смещённой дисперсией) разработаны и находят большое применение в широкополосных системах дальней оптич. связи. Разработаны волоконные С. более сложной конструкции, напр. многослойные С., в т. ч. с сильным двулучепреломлением. Одномодовые С. последнего типа перспективны для применений, где необходимо сохранить поляризацию распространяющегося света.

Хотя стеклянные волоконные С. первоначально разрабатывались в качестве линейной передающей среды для систем оптич. связи, оказалось, что они являются перспективным нелинейным материалом. Оптическая нелинейность в стеклянных волоконных С. возникает в результате зависимости показателя преломления n от интенсивности лазерного излучения I: $n = n_0 + n'I$, где n_0 — линейная часть показателя преломления при произвольно низких значениях интенсивности, не зависящая от интенсивности; $n'I$ — нелинейная добавка, n' — коэф., величина к-рого для кварцевого стекла равна $3{,}2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт. Малая величина n' для кварцевого стекла показывает, что оно не является хорошим нелинейным материалом. Однако, когда стекло используется в виде волоконного С., нелинейность может иметь большой эффект, что связано с малым сечением сердцевины одномодового волоконного С. $\sim 10^{-8}$ см². Это означает, что при введении в С. лазерного излучения мощностью 1 Вт интенсивность $I \sim 1$ МВт/см². Такая высокая интенсивность сохраняется на больших длинах С. вследствие его низких оптич. потерь, обеспечивая длину взаимодействия высокоинтенсивного излучения с веществом вплоть до неск. км. В результате в стеклянных волоконных С. эффективно протекают разнообразные нелинейные процессы при пороговых мощностях 1—10 мВт.

Наиб. интересным нелинейным эффектом, имеющим большое практич. значение, является солитонный режим распространения оптич. импульсов в волоконных С. В спектральной области отрицательной дисперсии групповой скорости ($\lambda > 1{,}3$ мкм, рис. 2, *б*).

В идеальном С. без потерь оптический *солитон* распространяется без изменения своей формы. Поэтому солитоны перспективны как носители информации в широкополосных и протяжённых волоконно-оптич. системах связи. Разработаны лаб. солитонные системы связи, к-рые, как полагают, могут использоваться в коммерч. сетях связи в нач. 21 в.

При практич. использовании волоконных С. важной их характеристикой является механическая прочность. Теоретич. прочность на разрыв нитей из кварцевого стекла составляет 20—25 ГПа, макс. прочность С. на основе кварцевого стекла, защищённых полимерной плёнкой, равна 5—6 ГПа. Прочность высококачеств. волоконных С. зависит от поверхностных дефектов стекла (трещин, раковин и т. д.), к-рые в присутствии влаги под действием приложенных к С. напряжений увеличиваются, достигая уровня, при к-ром происходит разрушение С. Один из эффективных способов повышения прочности С.— нанесение на С. герметичных покрытий в процессе их изготовления. Нанесение металлич. герметичных покрытий позволило получить лаб. образцы С. с прочностью до 12—15 ГПа. На рис. 3 приведены ф-ции распределения прочности волоконных С. с полимерными (*а*) и металлическими (*б*) покрытиями.

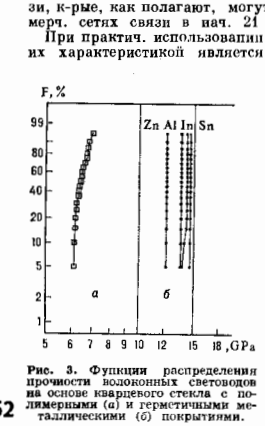


Рис. 3. Функции распределения прочности волоконных световодов на основе кварцевого стекла с полимерными (*а*) и герметичными металлическими (*б*) покрытиями.

Изготовление и применение световодов. Волоконные С. на основе кварцевого стекла с низкими оптич. потерями изготовляют методом хим. осаждения из газовой фазы. В качестве исходных соединений используются кислород и хлориды кремния, германия, фосфора и др. Получаемая этим методом заготовка диам. 20—30 мм и длиной 400—1000 мм перетягивается в волоконный С. диам. $\approx$ 100 мкм с одновременным нанесением на него защитно-упрочняющей оболочки.

Кроме кварцевого стекла для волоконных С. используют также др. прозрачные в видимой и ИК-областях спектра материалы — многокомпонентные кислородные стёкла, бескислородные стёкла, полимеры и кристаллы. Однако волоконные С. на основе кварцевого стекла обладают наинизшими оптич. потерями и наивысшей механич. прочностью, поэтому они нашли самое широкое применение.

В 1990 в мире произведено св. 5 млн. км волоконных С. для волоконно-оптич. систем связи. В 1988 проложена первая цифровая подводная волоконно-оптич. система связи между Америкой и Европой, а в 1989 — трансатлантическая волоконно-оптич. система Америка — Гавайские острова — Япония. В кон. 20 в. б. ч. телефонных разговоров на Земле производится по волоконным С.

В 80—90-х гг. разработаны волоконные С., легированные эрбием, перспективные в качестве активной среды в волоконных усилителях, накачиваемых излучением полупроводниковых лазеров. Эрбиевые волоконные усилители работают в спектральной области вблизи 1,55 мкм, совпадающей с областью мин. оптич. потерь совр. С., и являются альтернативой электронным ретрансляторам в широкополосных волоконно-оптич. системах дальней связи.

Для *интегральной оптики* разработаны диэлектрич. волноводы — С., представляющие собой тонкую (порядка λ) плёнку, нанесённую на подложку. Условие волноводного режима распространения излучения заключается в том, что показатель преломления плёнки больше показателей преломления подложки и среды над волноводом. Диэлектрич. С. этого типа изготавливают методом катодного распыления материала волновода на подложку, методом эпитаксиального наращивания из жидкой или газообразной фазы, методом *ионной имплантации*.

Лит.: Мидвинтер Дж., Волоконные световоды для передачи информации, пер. с англ., М., 1983; Хансперджер Р., Интегральная оптика, пер. с англ., М., 1985; Дианов Е. М., Волоконная оптика: проблемы и перспективы, «Вестник АН СССР», 1989, № 10, с. 41; Девятых Г. Г., Дианов Е. М., Волоконно-оптическая связь: 20 лет спустя, там же, 1990, № 6, с. 143; Дианов Е. М., Прохоров А. М., Оптическая связь на основе нелинейных явлений в волоконных световодах, там же, 1990, № 10, с. 42.

Е. М. Дианов.

СВЕТОВО́Е ДАВЛЕ́НИЕ — см. *Давление света.*

СВЕТОВО́Е ПОЛЕ — поле *светового вектора*, пространственное распределение *световых потоков*. Теория С. п.— раздел теоретич. *фотометрии*. Осн. характеристики С. п.— световой вектор, определяющий величину и направление переноса лучистой энергии, и скалярная величина — ср. сферич. *освещённость*, определяющая объёмную плотность световой энергии в исследуемой точке поля. Распределение освещённости находят, применяя общие методы расчёта пространственного распределения светового потока. В теории С. п. используют понятие о световых линиях, аналогично понятию *силовых линий* в классич. теории эл.-маги. поля. С. п. исследуют методами фотометрии; при этом не учитывают квантовую природу света, принимая, что распределение энергии в С. п. непрерывно во времени и пространстве.

Лит. см. при ст. *Фотометрия.*

Л. Н. Капорский.

СВЕТОВО́Й ВЕ́КТОР — вектор плотности *светового потока*, определяет величину и направление переноса световой энергии. Абс. величина С. в.— отношение световой энергии, переносимой через площадку ΔS, перпендикулярную направлению переноса, в единицу времени, к величине этой площадки. Понятие «С. в.» используется гл. обр. в теоретич. фотометрии для количеств. описания *световых полей* и является фотометрич. аналогом *Пойнтинга вектора*. Так, дивергенция С. в. определяет объёмную плотность поглощения или испускания света в данной точке светового поля. Проекция С.в. на любое направление, проходящее через точку, равна разности освещённостей двух сторон малой площадки, помещённой в этой точке перпендикулярно данному направлению. Величина и направление С. в. не зависят от системы координат.

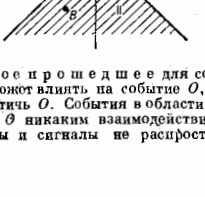
Иногда С. в. наз. вектор E напряжённости электрич. поля эл.-магн. волны. Это связано с тем, что именно действие электрич. поля на вещество приводит к поглощению, излучению, поляризации и др. оптич. явлениям.

Л. Н. Капорский.

СВЕТОВО́Й ГОД — внесистемная единица длины, применяемая в астрономии. 1 С. г. равен расстоянию, проходимому светом за 1 год. 1 С. г. = 0,3068 *парсек* = $= 9{,}4605 \cdot 10^{12}$ м.

СВЕТОВО́Й КО́НУС — понятие, используемое при описании геом. свойств четырёхмерного пространства-времени в частной (специальной) и общей теории относительности. С. к., соответствующим данной точке пространства-времени, наз. трёхмерное подпространство в этом четырёхмерном пространстве, образованное совокупностью *мировых линий* свободно распространяющихся световых сигналов (или любых частиц с нулевой массой покоя), проходящих через эту точку (вершину конуса). Собств. длина мировых линий световых сигналов равна нулю. Поэтому С. к. наз. также нулевым конусом. Каждой точке четырёхмерного пространства-времени соответствует свой С. к.

В случае, если справедлива частная теория относительности, геометрия пространства-времени является псевдоевклидовой, наз. геометрией Минковского, в к-рой все точки пространства-времени равноправны (см. *Минковского пространство-время*). Поэтому достаточно рассмотреть С. к. с вершиной в начале координат O: $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$, $t = 0$ (где x, y, z — пространственные координаты, t — время). Ур-ние поверхности С. к. с вершиной в O имеет вид: $c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$; оно инвариантно относительно *Лоренца преобразований*. Точки (события) с $x^2 + y^2 + z^2 \leqslant c^2t^2$ и $t > 0$, $t < 0$ образуют соответственно верхнюю (I) и нижнюю (II)полости С. к.; события с $x^2 + y^2 + z^2 > c^2t^2$ образуют область III вне С. к. Пересечение С. к. с плоскостью $y = 0$, $z = 0$ изображено на рисунке. Поверхность С. к. пересекает эту плоскость по прямым $x = \pm ct$. События A, лежащие в области I, образуют т. н. абсолютное будущее по отношению к событию O; событие O может оказать непосредств. воздействие на любое событие A, т. к. они могут быть связаны с O реальными сигналами или взаимодействиями. События в области II образуют абсолютное прошедшее для события O; любое событие B может влиять на событие O, сигналы из B могут достичь O. События в области III не могут быть связаны с O никаким взаимодействием, т. к. никакие частицы и сигналы не распространяются быстрее света. Т. о., поверхность С. к. отделяет события, к-рые могут находиться в причинной связи с O, от событий, для к-рых это невозможно,— с этим связано фундам. значение понятия «С. к.». Наблюдатель, находящийся в O, может знать только о событиях в области II и воздействовать только на события в области I.



При наличии полей тяготения пространство-время искривлено и мировые линии, образующие поверхность С. к., уже не являются прямыми; свойства С. к. вблизи вершины такие же, как в частной теории относительности, но в целом они могут отличаться.

И. Ю. Кобзарев.

СВЕТОВО́Й ПОТО́К — световая величина, оценивающая *поток излучения*, т. е. мощность оптич. излучения, по вызываемому им световому ощущению, точнее, по его действию на селективный приёмник света, спектральная чувствительность к-рого определяется ф-цией относительной *спектральной световой эффективности* излучения $V(\lambda)$ (λ — длина волны света в вакууме). Единица С. п. — *люмен*. С. п. Φ_v связан с потоком излучения Φ_e соотношением

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty (d\Phi_e/d\lambda) V(\lambda) d\lambda,$$

где K_m — макс. значение спектральной световой эффективности, равное $\approx$683 лм/Вт (при длине волны 555 нм).

Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВО́Й ПРОБО́Й — то же, что оптический пробой, — см. в ст. *Оптические разряды*.

СВЕТОВО́Й ПУЧО́К — совокупность световых лучей, испускаемых элементом поверхности источника dS в пределах малого телесного угла $d\Omega$. Если яркость поверхности источника равна I, а ось пучка и нормаль к dS совпадают, то поток энергии, переносимой С. п., равен $d\Phi = I dS d\Omega$.

СВЕТОВЫ́Е ВЕЛИ́ЧИНЫ — система *редуцированных фотометрических величин*, характеризующих свет в процессах его испускания, распространения и преобразования (отражение, пропускание и др.). С. в. опре-

Основные световые величины

Величина	Обозначение	Связь с др. величинами	Единица: наименование	Единица: обозначение
Световой поток	Φ_v		люмен	лм
Световая энергия	Q	$Q = \int \Phi_v dt$	люмен-секунда	лм·с
Световая эффективность излучения	K	$K = \Phi_v/\Phi_e$	люмен на Ватт	лм·Вт$^{-1}$
Сила света (источника в иек-ром направлении)	I	$I = d\Phi_v/d\Omega$	канделa	кд
Яркость (в заданной точке и в заданном направлении)	L	$L = \frac{d^2\Phi_v}{dA\cos\vartheta d\Omega}$	кандела на квадратный метр (устаревшее назв. нит)	кд·м$^{-2}$
Освещённость (в точке поверхности)	E	$E = d\Phi_v/dA$	люкс	лк
Светимость (в точке поверхности)	M	$M = d\Phi_v/dA$	люмен на квадратный метр	лм·м$^{-2}$
Экспозиция (световая экспозиция)	H	$H = dQ/dA = \int E dt$	люкс-секунда	лк·с
Освещивание	θ	$\theta = \int I dt$	кандела-секунда	кд·с
Спектральная плотность световой величины	X_λ	$X_\lambda = dX/d\lambda$	—	—

Примечание. Индекс v при Φ указывает на принадлежность Φ_v к системе световых величин, в отличие от энергетич. величины Φ_e (поток излучения). t—время; $d\Omega$—элементарный телесный угол, в к-ром распространяется излучение; dA—площадь элемента поверхности; ϑ—угол между нормалью к элементу поверхности и направлением распространения излучения; X —любая световая величина.

деляют по отношению к т. н. ср. человеческому светоадаптированному глазу (см. *Зрение*). Относительной спектральной чувствительностью этого условного приёмника света считают ф-цию относительной *спектральной световой эффективности*, нормализованную в результате эксперим. статистич. исследований (в них усреднение произведено как по большой совокупности глаз отд. людей с нормальным зрением, так и по реакциям глаз одного и того же человека в разл. моменты времени). В табл. приведены осн. С. в. и единицы С. в. в *Международной системе единиц* (СИ). Их определения см. в соответствующих статьях, напр. в ст. *Световой поток, Люмен*.

Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВЫЕ ЕДИНИЦЫ — единицы световых величин: *силы света, освещённости, яркости, светового потока* и т. д. Единица силы света — *кандела* (кд, ранее — свеча); она воспроизводится по *световым эталонам* и входит в качестве осн. единицы в Международную систему единиц (СИ). С. е. в этой системе приведены в табл. в ст. *Световые величины*. Употребляется также др. единицы освещённости и яркости: 1 *фот* = 10^4 *люксов*; 1 *люмен* на квадратный фут (лм/фут^2 или 1 фут-свеча) = =10,764 люкса; 1 *стильб* = 10^4 кд/м^2; 1 *ламберт* = = $10^4/\pi$ кд/м^2; 1 фут-ламберт= 3,426 кд/м^2.

Д. Н. Лазарев.

СВЕТОВЫЕ ИЗМЕРЕ́НИЯ — количеств. определения величин, характеризующих *оптическое излучение*, оптич. свойства материалов (прозрачность, отражательную способность) и пр. С. я. производятся приборами, в состав к-рых входят приёмники света. В простейших случаях в диапазоне видимого света приёмником, с помощью к-рого оцениваются *световые величины*, служит человеческий глаз. Подробно о С. и. см. в ст. *Фотометрия*.

СВЕТОВЫЕ ЭТАЛО́НЫ — меры для воспроизведении, хранения и передачи световых единиц, обеспечивающие единство световых измерений с наивысшей достижимой точностью. В качестве С. э. в разное время применялись: пламя свечи или лампы с заданными характеристиками (размеры пламени, вид топлива, скорость сгорания и пр.); 1 см^2 поверхности платины при темп-ре затвердевания; электрич. лампы накаливания. Различают первичные и вторичные С. э. Первичный С. э. единицы силы света (канделы) был осуществлён в национальных лабораториях 8 стран в виде т. н. полного излучателя, обладающего свойствами *абсолютно чёрного тела*, при темп-ре затвердевания платины (2045 К). Его яркость $6 \cdot 10^5$ кд/м^2, международная согласованность ок. 0,6% при внутрилабораторной погрешности $\pm 0{,}2\%$. Этот С. э. действовал по международному соглашению с 1948 по 1979. В 1979 решением Международного комитета по световым стандартам принято новое определение *канделы*, устанавливающее её связь с ваттом монохроматич. излучения вне зависимости от способа воспроизведении. Вторичные С. э. для единиц силы света и освещённости и для единицы светового потока представляют собой группы светоизмерит. ламп накаливания различного устройства и разной цветовой темп-ры.

В. Е. Карташевская.

СВЕТОДАЛЬНОМЁР — прибор для измерения расстояний по времени прохождения его оптич. излучением (светом). С. содержит источник оптич. излучения, устройство управления его параметрами, передающую и приёмную системы, фотоприёмное устройство и устройство измерения временных интервалов.

С. разделяются на импульсные и фазовые в зависимости от методов определения времени прохождения оптич. излучением расстояния до объекта и обратно (см. *Светодальнометрия*). Импульсные методы (методы с непосредств. измерением времени распространения) позволяют получать достаточно высокую точность (единицы и десятки см) только в случае усреднения большого числа измерений.

В и м п у л ь с н ы х С. источником излучения обычно являются твердотельные и полупроводниковые лазеры, работающие в ближнем ИК-диапазоне (0,8÷1,06 мкм), излучение к-рых формируется в виде коротких импульсов. Медленно меняющиеся расстояния измеряются с помощью одиночных импульсов; при быстро меняющихся расстояниях применяется непрерывно-импульсный режим излучения. Твердотельные лазеры допускают частоту следовании импульсов излучения до 50—100 Гц, полупроводниковые — до 10^4—10^5 Гц. Короткие импульсы (20—40 нс) твердотельных лазеров формируют в режиме модуляции добротности с помощью различного рода *оптических затворов*. В полупроводниковых лазерах генерация коротких импульсов мощностью до сотен Вт осуществляется путём формирования коротких импульсов тока накачки.

Импульсные С. используются в основном для измерения расстояний (сотни м — десятки км) до диффузнорассеивающих объектов с точностью до единиц м.

В ф а з о в ы х С. в качестве источников излучения применяются, как правило, светодиоды, непрерывные газовые лазеры (He — Ne, He — Cd, CO_2) либо полупроводниковые лазеры с мощностью излучения в единицы мВт.

Обычно модуляция гармонич. сигналом оптич. излучения газовых лазеров осуществляется внеш. электрооптич. или акустооптич. модуляторами на частотах до десятков и сотен МГц, а модуляция полупроводниковых излучателей — током накачки. Фазовые С. обеспечивают дальность действия при работе с оптич. отражателями на объекте от единиц до десятков км, а при диффузном отражении от объектов — до сотен м.

В качестве фотоприёмников чаще всего применяются фотодиоды или фотоумножители. Из-за нестабильности электронных элементов фазовый сдвиг сигналов за время измерений подвергается дрейфу. Для его учёта в С. включается линия оптич. короткого замыкания — система зеркал и призм или световодов, по к-рой модулиров. свет направляется из передатчика в приёмник, минуя измеряемую дистанцию. Измерение разности длин внеш. и внутр. дистанции позволяет учитывать и компенсировать ошибку за счёт дрейфа масштабной частоты. Большинство совр. С. построено по гетеродинной схеме с измерением разности фаз на низкой промежуточной частоте, что позволяет автоматизировать процесс измерений с использованием цифровых методов. При этом разность фаз между опорным и измерит. сигналами представляется в виде последовательности импульсов, число к-рых подсчитывается.

Совр. С. по назначению и техн. параметрам условно можно разделить на три группы: для измерения больших расстояний (до 50 км) с ошибкой измерения 5—20 мм; для измерения малых расстояний (до 10÷15 км) с ошибкой измерения 5÷10 мм; прецизионные С. с ошибкой измерения 0,3—0,5 мм и дальностью до 0,1—1 км. Нек-рые совр. С. представляют собой светодальномерные насадки на теодолит, что расширяет круг решаемых прибором задач.

Объединение дальномерной и угломерной частот в единую конструкцию выделило отд. группу приборов — электронные тахеометры, представляющие собой комбинации электронного теодолита, светодальномера и микропроцессора. В отд. класс выделяются двухволновые С., позволяющие измерять расстояния (с коррекцией влияния атмосферы) дисперсионным методом определения среднего вдоль трассы показателя преломления воздуха.

Лит. см. при ст. *Светодальнометрия*.

Ю. В. Попов, В. Б. Волконский.

СВЕТОДАЛЬНОМЕ́ТРИЯ — измерение расстояний по времени распространения оптич. излучения (света) от источника излучения до объекта, отражающего или рассеивающего это излучение, и обратно. При этом измеряемое расстояние $d = c\tau/2n$, где τ — время про-

хождения сигналом двойного измеряемого расстояния, n — ср. значение показателя преломления среды (обычно воздуха), в к-рой распространяется сигнал.

Идея С. была высказана А. А. Майкельсоном (A. A. Michelson), первый светодальномер был реализован А. А. Лебедевым в 1936. Большое развитие С. получила после разработки лазеров.

Величина τ может измеряться импульсным или фазовым методом. В первом случае излучение посылается короткими импульсами и измеряется непосредственно временной интервал τ между излучённым сигналом $S(t)$ и принятым сигналом $S(t-\tau)$. Устанавливается критерий отсчёта начала и конца временно́го интервала по определённым (пороговым) параметрам импульсов, напр. по фронту импульса или энергетич. максимуму. Этот порог должен быть достаточно высоким, чтобы превышать шумы. Собственно измерение интервала времени между посылаемым и отражённым импульсами осуществляется аналоговыми или цифровыми методами. В аналоговом измерителе временной интервал преобразуется в амплитуду напряжения. В цифровом методе интервал времени определяется по числу импульсов тактового генератора, прошедших на счётчик за этот интервал времени.

Импульсная лазерная С. при длительности импульсов излучения 20—40 нс имеет ошибку измерения неск. м. Применение систем с накоплением сигнала даёт ошибку менее 1 м. При энергии излучения в импульсе ок. 0,3 Дж достигается дальность действия по протяжённым объектам до 20 км.

Лазерная импульсная С. применяется для измерения высоты облаков, высот полёта летательных аппаратов при аэрофотосъёмке, для точного определения орбиты ИСЗ, снабжённого угловым отражателем, и т. д.

В фазовом методе непрерывное излучение модулируется (напр., по синусоидальному закону) с высокой частотой ω и значение τ определяется по запаздыванию фазы принимаемого отражённого излучения по отношению к фазе испускаемого (опорного). Измерения проводят след. образом. На входы фазометра поступают опорный сигнал с выхода генератора синусоидальных колебаний $E_1(t) = E_1\sin\omega t$ и сигнал с выхода фотоприёмника (прошедший измеряемое расстояние) $E_2(t) = E_2\sin(\omega t - \varphi)$, где $\varphi = 2\omega d/c + \varphi_0$ (φ_0 — фазовый сдвиг, вносимый измерит. установкой). Для частот модуляции ω, соответствующая длина волны к-рых $\lambda_m > 2d$, измеренное значение φ (за вычетом фазового сдвига φ_0) однозначно определяет расстояние d. Выполнение условия $\lambda_m > 2d$ противоречит получению высокой точности на больших расстояниях, т. к. для этой цели необходимо повышать частоту модуляции. Для $\lambda_m < 2d$ следует учитывать целое число N волн модуляции, укладывающихся на интервале $2d$. При этом

$$2d = \lambda_m(N + \delta/2\pi), \qquad (*)$$

где δ — разность фаз, измеряемая фазометром. Устранить неоднозначность в (*) можно использованием неск. частот модуляции — т. н. фиксированных частот. При плавном изменении частоты, напр. по линейному закону, учитывается число нулевых значений фазового сдвига на выходе фазометра при изменении частоты модуляции в заданном интервале частот от ω_{m1} до ω_{m2}.

Реальное макс. расстояние, к-рое можно измерить светодальномером, зависит от дальности действия прибора, определяемой как расстояние, на к-ром мощность принимаемого сигнала равна пороговому значению. Пороговая чувствительность определяется заданной ошибкой (или точностью) измерения временно́го интервала или разности фаз и способом регистрации сигнала и может быть рассчитана для каждой конкретной дальномерной системы.

Наличие атмосферы приводит к ослаблению и рассеянию оптич. излучения, что уменьшает дальность действия и понижает точность измерений. Кроме того, атмосфера уменьшает скорость распространения эл.-магн. волн по сравнению с вакуумом, поскольку для оптич. диапазона показатель преломления воздуха в каждой точке является ф-цией длины волны излучения, темп-ры среды, давления и влажности. Это существенно ограничивает точность светодальномерных измерений. Скорость распространения оптич. излучения в атмосфере $\langle v\rangle = c/\langle n\rangle$, где $\langle n\rangle$ — среднеинтегральный показатель преломления:

$$\langle n\rangle = d^{-1}\int_0^d n(x)dx.$$

Для определения $\langle n\rangle$ необходимо измерить метеопараметры в достаточно большом кол-ве отд. точек. Точность измерения можно повысить с помощью дисперсионного метода, в к-ром измеряются не метеопараметры, а разность оптич. путей для двух разл. длин волн света, зависящая от $\langle n\rangle$. Двухволновый дисперсионный метод по измерениям в конечных точках может обеспечить точность $\langle n\rangle$ до 10^{-7}.

Учитывая все источники ошибок и принимая во внимание повышение инструментальной точности за счёт многократных измерений, результирующую ошибку измерений расстояний совр. светодальномерами с частотами модуляции до неск. десятков МГц можно довести до величины $m_d = \pm[(3\div10) + 1\cdot10^{-6}d]$ мм. В прецизионных светодальномерах, где применяются частоты модуляции в сотни МГц, инструментальная ошибка составляет доли мм.

Фазовая С. применяется для бесконтактного измерения расстояний, в основном в топографо-геодезич. работах, в гляциологии, при измерении крупногабаритных деталей в машиностроении, при измерении и юстировке профиля радиотелескопов и др. Дифференцирование данных о расстоянии до объекта как в фазовой, так и в импульсной С. позволяет получить значение радиальной скорости его перемещений (светодальномерные системы стыковки в космосе).

Развивается новое направление С.— лазерная профилометрия, к-рая на основе непрерывного измерения расстояния позволяет осуществлять автоматич. детальную регистрацию профиля разл. объектов, в т. ч. профиля земной поверхности. Светодальномерный профилометр применим для автономного ориентирования планетоходов.

Лит.: Вафиади В. Г., Попов Ю. В., Скорость света и её значение в науке и технике, Минск, 1970; Волконский В. В., Яковлев В. В., Высокоточные лазерные светодальномеры для геофизики, гидротехники и машиностроения, «Труды ГОИ», 1985, т. 58, в. 192, с. 217; Радиогеодезические и электрооптические измерения, М., 1985; Мусьяков М. П., Миценко Н. Д., Оптико-электронные системы ближней дальнометрии, М., 1991.

Ю. В. Попов, В. Б. Волконский.

СВЕТОДИО́Д — полупроводниковый диод, излучающий свет при пропускании тока через p — n-*переход* в прямом направлении. Физ. основу работы С. составляют процессы *инжекции* неосновных носителей заряда в активную область p — n-структуры и излучат. рекомбинации инжектиров. носителей (см. *Рекомбинация носителей заряда*).

С. включает в себя активный элемент из полупроводникового монокристалла, в основном в виде кубика («чипа»), содержащего p — n-переход или *гетеропереход* и омич. контакты. Типичные размеры чипа: 0,3 × 0,3 × 0,25 мм. С. содержит также элементы конструкции, предназначенные для сбора излучения, повышения внеш. оптич. эффективности и формирования необходимой диаграммы направленности излучения. С. может иметь два чипа с разл. цветами свечения или один чип с двумя p — n-переходами, излучающими в двух спектральных полосах. В этом случае возможно управление цветом свечения. С. может содержать также резистор или микросхему, позволяющие управлять питающим напряжением С. (см. *Интегральная схема, Микроэлектроника*). С. могут иметь усложнённую кон-

струкцию, повышающую эффективность ввода излучения в волокно, если они предназначены для использования в спец. целях, напр. в волоконно-оптич. линиях связи (ВОЛС) (см. *Волоконная оптика*).

С. характеризуются высокой яркостью (тыс. кд/м²), силой света (до десятков кд), силой излучения (сотни мВт/ср), внеш. *квантовым выходом* излучения (до 50%), широким спектральным диапазоном ($\lambda_{макс} \approx \approx 7-0{,}35$ мкм), высоким быстродействием (до единиц нс), совместимостью по входным характеристикам с транзисторными микросхемами, а по спектру излучения С. ИК-диапазона — с фотоприёмниками на основе *кремния*, возможностью монолитной интеграции, возможностью ВЧ-модуляции излучения путём модуляции тока накачки (до сотен МГц), низковольтностью электропитания (1,5—4 В), надёжностью и большим сроком службы (до сотен тыс. ч).

Основные механизмы возбуждения светодиода — *инжекция носителей заряда* и ударная *ионизация*. Инжекция наиб. эффективна в гетероструктурах (ГС). Вследствие разрывов в валентной зоне и зоне проводимости гетероперехода при смещении перехода в прямом направлении наблюдается односторонняя инжекция носителей заряда из широкозонного материала в узкозонный практически независимо от уровня легирования *n*- и *p*-областей. В двойных гетероструктурах (ДГ) вследствие эффекта электронного ограничения (см. *Гетероструктура*) повышается концентрация носителей в активной области структуры. Если толщина активной области $d < L$, где L — диффузионная длина инжектиров. носителей, то концентрация носителей в L/d раз превышает концентрацию в гомоструктуре при том же уровне возбуждения. Применение ДГ позволяет повысить внеш. квантовый выход излучения ($\eta_{вн}$) при малых токах накачки. Ударная ионизация имеет место при обратном смещении p — n-перехода до напряжения электрич. пробоя. Этот механизм введения неравновесных носителей менее эффективен, чем инжекционный.

Излучат. рекомбинация в С. осуществляется в *прямозонных полупроводниках* (напр., GaAs, InAs, *твёрдых растворах* $GaAs_{1-x}P_x$ при $x < 0{,}4$, $Ga_{1-x}Al_xAs$ при $x < 0{,}35$ и др.), в к-рых абс. минимум зоны проводимости находится при том же значении *квазиимпульса*, что и максимум валентной зоны. Переход электрона с сохранением квазиимпульса характеризуется высокой вероятностью и является излучательным. Длина волны излучения в максимуме спектральной полосы определяется шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ по примерному соотношению $\lambda_{макс} \approx 1{,}239/\mathscr{E}_g$. Полное число излучат. переходов R в единице объёма пропорц. концентрациям электронов (n) и дырок (p) в активной области: $R = B_r np$, где B_r — коэф. рекомбинации, равный для прямозонных полупроводников $\sim 10^{-10}$ см³/с.

С. на основе гомопереходов в прямозонных полупроводниках, легированных т. н. мелкими примесями (см. *Примесные уровни*), имеют существ. недостаток — сильное поглощение излучения внутри кристалла (коэф. поглощения $\alpha \sim 10^4$ см$^{-1}$). Снижение потерь на межзонное поглощение достигается уменьшением энергии излучения за счёт компенсации примесей в активной области (напр., в эпитаксиальной p — n-структуре GaAs, легированной Si). При сильном легировании и компенсации хаотически расположенный в пространстве заряд примесей создаёт искривление границ зон, при к-ром локальная ширина запрещённой зоны остаётся постоянной (см. *Сильнолегированный полупроводник*). Это приводит к тому, что в распределении *плотности состояний* появляются участки при энергиях ниже зоны проводимости и выше валентной зоны — т. н. хвосты плотности состояний, пространственно разделённые в обеих зонах. В С. с такой структурой в излучат. рекомбинации принимают участие глубокие и удалённые группы состояний. При этом излучаемые фотоны характеризуются энергией, меньшей $\mathscr{E}_g$ на глубину потенциальных ям $\Delta\mathscr{E}$: $h\nu_{макс} \approx \mathscr{E}_g - 2\Delta\mathscr{E}$, и поэтому слабо поглощаются в кристалле ($\alpha \lesssim 100$ см$^{-1}$). Одновременно эти переходы имеют высокую инерционность (быстродействие С. примерно 0,5—1,5 мкс), т. к. плотность состояний на дне потенциальных ям мала. В связи с низким коэф. поглощения внеш. квантовый вход излучения для приборов с полусферич. кристаллом достигает $\eta_{вн} \approx 28\%$.

В *непрямозонных полупроводниках* (GaP, $GaAs_{1-x}P_x$ при $x > 0{,}4$ и др.) эфф. излучательная рекомбинация может осуществляться только при наличии определённого примесного центра, изоэлектронно замещающего один из атомов соединения. Роль этого центра заключается в том, что на нём образуется связанный *экситон*. Например, для GaP таким центром являются N, обусловливающий зелёное свечение, и комплекс Zn — O, обусловливающий красное свечение. Азот в GaP изоэлектронно замещает P. Ввиду того что N имеет меньший ат. номер, чем P, меньший ионный радиус и отличается по электроотрицательности, то образовавшийся нейтральный центр притягивает электрон короткодействующим силам. После захвата электрона дырка притягивается к заряж. центру кулоновскими силами и реализуется излучат. переход. Этот экситонный излучат. переход обусловливает бесфононную линию A и её фононные повторения в спектре излучения.

В непрямозонных полупроводниках наблюдается также эфф. донорно-акцепторная рекомбинация, при к-рой носители захватываются на свои примесные центры, а затем электрон переходит с донора на акцептор в акте излучат. рекомбинации. Примером может служить рекомбинация на донорно-акцепторной паре Al — N в 6H — SiC и 4H — SiC, приводящая к получению синего ($\lambda_{макс} \approx 480$ нм) и фиолетового ($\lambda_{макс} \approx \approx 423$ нм) свечения.

Для осуществления прямых переходов при большей ширине запрещённой зоны, чем дают бинарные соединения GaAs, InP и др., применяют трёхкомпонентные твёрдые растворы прямозонных бинарных соединений с малой $\mathscr{E}_g$ и непрямозонных бинарных соединений с большой $\mathscr{E}_g$. Примером такого соединения является $GaAs_{1-x}P_x$, для к-рого Γ-минимум прямых переходов расположен ниже X-минимума непрямых переходов (см. *Зонная теория*) в значительной области составов. Твёрдые растворы $GaAs_{1-x}P_x$ и $Ga_{1-x}Al_xAs$ сохраняют прям. переходы до энергий, соответствующих красному цвету свечения, а твёрдые растворы $Ga_xIn_{1-x}P$ и $Al_xIn_{1-x}P$ — до энергий, соответствующих жёлтому и зелёному цветам свечения (рис. 1).

Рис. 1. Минимумы зоны проводимости $GaAs_{1-x}P_x$ для прямого (Γ, кривая *1*) и непрямого (X, кривая *2*) переходов в зависимости от состава твёрдого раствора.

В целях расширения спектрального диапазона излучения применяют также четверные соединения с изовалентным замещением одновременно элементов III и V групп периодической системы элементов. Примером является соединение $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$, позволяющее получить излучение в важном для ВОЛС диапазоне длин волн: $\lambda_{макс}$ равна 1,3 и 1,5 мкм.

Для снижения потерь света на поглощение внутри кристалла С. используют «широкозонное окно», к-рое позволяет вывести свет из активной области гетерострук-

туры через широкозонный эмиттер без потерь на межзонное поглощение.

Переизлучение света, излучаемого в направлении к подложке, в спец. фотолюминесцентном слое, ширина запрещённой зоны к-рого меньше или равна ширине запрещённой зоны активной области, позволяет в 2—2,5 раза повысить $\eta_{вн}$. Эти гетероструктуры (рис. 2)

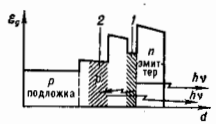


Рис. 2. Схематическое изображение изменения ширины запрещённой зоны гетеровпитаксиальных ФЭЛ-структур: *1* — область излучательной рекомбинации; *2* — область переизлучения.

называют фотоэлектролюминесцентными (ФЭЛ-структурами).

В ДГ, содержащей активную узкозонную область, заключённую между двумя широкозонными эмиттерами, прозрачными для генерируемого излучения, и не содержащей поглощающий свет подложки (т. н. многопроходные двойные гетероструктуры, МДГ), фотоны, отразившиеся от поверхности внутрь кристалла, могут после многократных отражений внести вклад в выходящее излучение. При этом потерь фотонов на поглощение в активной области $Ga_{1-x}Al_xAs$ не наблюдается в связи с тем, что поглощение происходит с переизлучением, квантовый выход к-рого близок к 1. Многопроходность приводит к резкому возрастанию $\eta_{вн}$. Так, в С. на основе МДГ $Ga_{1-x}Al_xAs$ (рис. 3) достигнут $\eta_{вн} = 21\%$ в красной области спектра и 38% в ИК-диапазоне.

Для снижения потерь света на *полное внутреннее отражение* на границе полупроводника с окружающей средой применяют следующие меры. 1) Выполняют кристалл в виде полусферы или усечённой сферы (сферы Вейерштрасса); в этом случае размер p — n-перехода существенно меньше диаметра полусферы; 2) помещают кристалл в среду с показателем преломления $n_{возд} < n < n_п$ для увеличения крит. угла (напр., использование прозрачного эпоксидного компаунда с $n = 1{,}5—1{,}6$ увеличивает выход излучения из кристалла в 2,5—3 раза); 3) применяют

Характеристики светодиодов

Излучающая структура и подложка	Цвет свечения	$\lambda_{макс}$, нм	Квантовый выход, $\eta_{вн}$, %, макс. значение	Сила света $I_v \cdot 10^{-3}$ кд при токе 20 мА, макс. значение
ГС $Ga_{0,65}Al_{0,35}As/GaAs$	красный	660	6	500
ДГ $Ga_{0,65}Al_{0,35}As/GaAs$	—»—	—»—	—	1000
МДГ $Ga_{0,65}Al_{0,35}As/GaAlAs$	—»—	—»—	21	5000
$GaAs_{0,85}P_{0,15}$: N/GaP	оранжевый	630±5	0,6	300
$GaAs_{0,15}P_{0,85}$: N/GaP	жёлтый	585±5	0,25	200
GaP:N/GaP	жёлто-зелёный	565±2	0,5	400
GaP/GaP	зелёный	555±1	0,2	200
SiC/SiC—6H	синий	480	0,04	12
SiC/SiC—4H	фиолетовый	423	0,001	1
GaAs:Si/GaAs	ИК-излучение	930±10	28	—
ДГ $Ga_{0,9}Al_{0,1}As/GaAs$	—»—	850±30	7	—
МДГ $Ga_{0,9}Al_{0,1}As/GaAlAs$	—»—	—»—	38	—

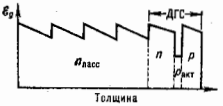


Рис. 3. Схематическое изображение изменения ширины запрещённой зоны МДГ в системе $Ga_{1-x}Al_xAs$.

плоские кристаллы с мезаструктурой, позволяющие за счёт «внутр. фокусировки» излучения повысить вывод излучения в 2—3 раза; 4) создают диффузно-рассеивающую излучающую поверхность, улучшающую условия вывода излучения для лучей, падающих на границу раздела под углом, большим критического; это позволяет повысить вывод света в 1,5—2 раза.

Быстродействие излучающих диодов или предельная частота модуляции излучения ограничивается временем жизни неосновных носителей:

$$P_\omega/P_0 = \{1 + (\omega\tau)^2\}^{-1/2},$$

где P_ω — мощность излучения на частоте ω, P_0 — мощность немодулиров. излучения, τ — время жизни неосновных носителей. Время нарастания и спада излучения по уровням 0,1—0,9 для С. из высокоэффективных МДГ в системе $Ga_{1-x}Al_xAs$ с красным и ИК-излучением составляет 15—25 нс.

Технология светодиода основана на использовании эпитаксиальных методов: жидкостной *эпитаксии*, газотранспортной эпитаксии, МОС-гидридной эпитаксии.

Обобщённые данные по характеристикам светодиодов приведены в табл., а типичные спектры излучения — на рис. 4.

Области применения: сигнальная индикация, подсветка постоянных надписей, отображение мнемоническ. информации, блоки матриц бесшовной сты-

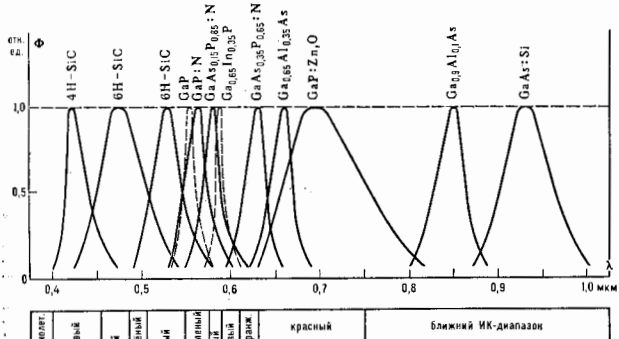


Рис. 4. Типичные спектры излучения светодиодов.

ковки для создания бегущих строк и экранов большой площади, устройства дистанц. управления бытовой и промышленной радиоаппаратурой на основе С. ИК-диапазона, излучатели для ВОЛС, для медицинских приборов, для газоанализа и влагометрии, линейки С. для копировальных и считывающих устройств персональных компьютеров, анализаторов изображения, оптопары и разобщённые оптроны в автоматике, устройства бесконтактного измерения углов между поверхностями, угл. перемещений и угл. скоростей, параметров вибрации, ухода гидроприборов и т. п.

Лит.: Берг А., Дин П., Светодиоды, пер. с англ., М., 1979; Коган Л. М., Полупроводниковые светоизлучающие диоды, М., 1983; Ishinatsu S., Okuno Y., High efficiency GaAlAs, LED, «Optoelectronics — Devices and Technol.», 1989, v. 4, № 1, p. 21; Коган Л. М. и др., Новые светоизлучающие диоды, «Электрон. промышленность», 1990, № 9, с. 22.

Л. М. Коган.

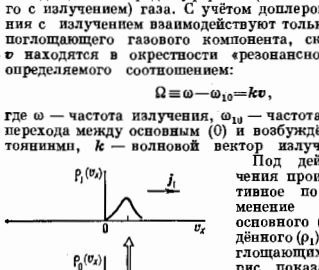
СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ газов и газоподобных сред — относит. движение (дрейф) компонентов газовой смеси, возникающее при резонансном взаимодействии излучения с одним из компонентов смеси. С. д. обусловлен селективным по скоростям возбуждением резонансно поглощающих излучение частиц и различием транспортных характеристик возбуждённых и невозбуждённых частиц при их столкновениях с др. компонентами смеси [1].

Впервые С. д. атомов наблюдался в 1979 [2], молекул — в 1981 [3]. С. д. возможен и в средах, подобных газовым, напр. для электронов проводимости в твёрдых телах [4; 5] (экспериментально зарегистрирован в 1983 [6]).

Физ. основу С. д. легко пояснить на примере простейшей модели двухуровневых частиц, резонансно поглощающих излучение бегущей монохроматич. волны и находящихся в среде буферного (не взаимодействующего с излучением) газа. С учётом доплеровского уширения с излучением взаимодействуют только те частицы поглощающего газового компонента, скорости к-рых $\boldsymbol{v}$ находятся в окрестности «резонансного» значения, определяемого соотношением:

$$\Omega \equiv \omega - \omega_{10} = \boldsymbol{kv}, \qquad (1)$$

где ω — частота излучения, ω_{10} — частота резонансного перехода между основным (0) и возбуждённым (1) состояниями, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор излучения.



Распределение заселённостей по скоростям при селективном оптическом возбуждении; j_0, j_1 — встречные парциальные потоки.

Под действием излучения происходит селективное по скорости изменение заселённостей основного (ρ_0) и возбуждённого (ρ_1) состояний поглощающих частиц. На рис. показано характерное распределение заселённостей $\rho_0(v_x)$ и $\rho_1(v_x)$ по проекции v_x скорости на волновой вектор (ось x) без учёта столкновений и в предположении, что при поглощении фотона скорость частицы не меняется (последнее означает пренебрежение эффектом светового давления, что заведомо оправдано в специфич. для С. д. условиях). В первоначально равновесном (максвелловском) распределении $\rho_0(v_x)$ излучение создаёт «провал» в окрестности резонансной скорости $v_x = \Omega/k$, образуя неравновесное распределение $\rho_1(v_x)$ возбуждённых частиц при тех же значениях v_x. Неравновесным распределениям $\rho_1(v_x)$ и $\rho_0(v_x)$ соответствуют отличные от нуля встречные парциальные потоки частиц:

$$j_{1,0} = \frac{k}{k} \int v_x \rho_{1,0}(v_x) dv_x. \qquad (2)$$

Т. о., излучение способно индуцировать встречные парциальные потоки возбуждённых и невозбуждённых частиц. В отсутствие столкновений с буферным газом суммарное распределение по скоростям $\rho_0(v_x) + \rho_1(v_x)$ остаётся максвелловским. При этом потоки j_1 и j_0 полностью компенсируют друг друга, так что газ поглощающих частиц как целое покоится.

Ситуация радикально меняется, как только начинают проявляться столкновения поглощающих частиц с частицами буферного газа. Порождённые излучением встречные потоки j_0 и j_1 испытывают торможения в буферном газе. Силы торможения (внутр. трения) $\boldsymbol{F}_{1,0}$ направлены против потоков и пропорциональны им:

$$\boldsymbol{F}_{1,0} = -m\nu_{1,0}\boldsymbol{j}_{1,0}, \qquad (3)$$

где m — масса частицы, $\nu_{1,0}$ — газокинетич. (транспортные) частоты столкновений. В общем случае транспортные характеристики для разных внутр. состояний частицы (основного и возбуждённого) различаются, поэтому $\nu_1 \neq \nu_0$. Вследствие этого различаются и силы торможения потоков j_0 и j_1, изначально одинаковых по величине. Поэтому становится отличной от нуля результирующая силв $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}_0 + \boldsymbol{F}_1$, действующая со стороны буферного газа на газ поглощающих частиц как целое. Эта сила и приводит к дрейфу поглощающего компонента относительно буферного, в чём и состоит эффект С. д.

Результирующую силу в соответствии с (3) можно представить в виде:

$$\boldsymbol{F} = m[(\nu_0 - \nu_1)\boldsymbol{j}_1 - \nu_0 \boldsymbol{j}], \qquad (4)$$

где $\boldsymbol{j}$ — результирующий поток поглощающих частиц. Поток $\boldsymbol{j}$ формируется в течение времени порядка времени свободного пробега и приобретает значение, определяемое условием $\boldsymbol{F} = 0$. Представив $\boldsymbol{j}$ в виде $\boldsymbol{j} = \boldsymbol{u}N$, где $\boldsymbol{u}$ — скорость С. д., N — концентрация поглощающих частиц, из (4) находим

$$\boldsymbol{u} = \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0} \cdot \frac{\boldsymbol{j}_1}{N}. \qquad (5)$$

В условиях большого доплеровского уширения и при редких столкновениях $\boldsymbol{j}_1 = (\Omega/k)N_1$ (N_1 — концентрация возбуждённых частиц), при этом

$$\boldsymbol{u} = \left(\frac{\boldsymbol{k}}{k}\right) \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0} w_1 \frac{\Omega}{k}, \quad w_1 = N_1/N. \qquad (6)$$

Параметр w_1 характеризует долю возбуждённых частиц. При снятии сделанных ограничений для скорости дрейфа справедливо выражение [7,8]:

$$\boldsymbol{u} = \left(\frac{\boldsymbol{k}}{k}\right) v_T \frac{\nu_0 - \nu_1}{\nu_0} \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 + \nu_1} w_1 \varphi. \qquad (7)$$

Здесь v_T — наиб. вероятная тепловая скорость, Γ_1 — константа релаксации возбуждённого уровня, φ — безразмерный фактор, отражающий специфич. (антисимметричную) зависимость скорости дрейфа от отстройки частоты Ω. В оптимальных условиях φ достигает значения ~ 1.

Дрейфовое движение коллинеарно волновому вектору и может осуществляться как в направлении распространения излучения, так и в обратном направлении в зависимости от знака Ω и знака разности $(\nu_0 - \nu_1)$ транспортных частот столкновений. При $\Omega = 0$ С. д. отсутствует. Если относит. изменение частоты столкновений при возбуждении достаточно велико ($|\nu_0 - \nu_1|/\nu_0 \sim 1$), что не является редкостью, по крайней мере, для электронных переходов атомов, то, подбирая эксперим. условия, можно достичь величины скорости дрейфа, сравнимой с тепловой скоростью.

Важно отметить принципиальную роль буферного газа. Эффект существует только в его среде и проявляется в виде относит. движения газовых компонентов при сохранении импульса газовой системы в целом. В отсутствие буферного газа, согласно аакону сохранения импульса, поглощающий газ обязан оставаться в покое как целое.

Яркой особенностью С. д., отличающей его от др. эффектов воздействия излучения на движение частиц газа, является то, что для возникновения направленного движения газовых компонентов не обязателен прямой или косвенный обмен импульсом и энергией между излучением и внеш. степенями свободы частиц газа. Особенно отчётливо это видно на примере сугубо радиационной релаксации возбуждённого состояния поглощающих частиц (что характерно для электронных переходов атомов): поглощённый частицей фотон в результате спонтанного испускания снова возвращается в поле излучения практически без изменения энергии. Т. о., энергия поступат. движения газовых компонентов черпается из тепловой энергии, а действие излучения, выступающего в роли своеобразного «демона» Максвелла, состоит в преобразовании хаотич. (теплового) движения частиц газа в упорядоченное (направленное) движение компонентов смеси. Неизбежное при этом уменьшение энтропии газовой подсистемы компенсируется увеличением энтропии второй подсистемы — излучения: из упорядоченного (направленного) оно преобразуется в изотропно рассеянное излучение в результате спонтанного испускания после акта поглощения.

Благодаря уникальным особенностям С. д. применяется в широких областях физики (неравновесной газовой динамике, физике атомных и молекулярных столкновений, физике твёрдого тела, ядерной физике и др.) и астрофизики (в частности, для объяснения феномена т. н. пекулярных звёзд). Действие С. д. как селективного оптич. насоса оказывается полезным для ряда прикладных задач (разделение изотопов и ядерных изомеров, в особенности короткоживущих, разделение ядерных спиновых модификаций тяжёлых молекул, регистрация микропримесей и т. д.).

Лит.: 1) Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М., Светоиндуцированная диффузия газов, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 773; 2) Анцыгин В. Д. и др., Светоиндуцированная диффузия паров натрия, там же, 1979, т. 30, с. 262; 3) Панфилов В. Н. и др., Светоиндуцированный дрейф и разделение компонентов смеси $^{12}CH_3F + ^{13}CH_3F$ в поле непрерывного ИК-излучения, там же, 1981, т. 33, с. 52; 4) Скок Э. М., Шалагин А. М., Светоиндуцированный дрейф электронов в полупроводниках, там же, 1980, т. 32, с. 201; 5) Дьячкова А. М. и др., Резонансное возбуждение фототока в полупроводниках, «Доклады АН СССР», 1980, т. 254, с. 599; 6) Кравченко А. Ф. и др., Фотодрейф, индуцированная импульсом фотона при оптических переходах между уровнями Ландау, «Письма в ЖЭТФ», 1983, т. 38, с. 328; 7) Мироненко В. Р., Шалагин А. М., Светоиндуцированный дрейф многоуровневых систем, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1981, т. 45, с. 995; 8) Rautian S. G., Shalagin A. M., Kinetic problems of non-linear spectroscopy, Amst.— Oxf., 1991.

А. М. Шалагин.

СВЕТОКЛАПАННЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ПРИБОР — электронно-лучевой прибор из группы проекционных приёмных электронно-лучевых приборов, в к-ром взаимодействие пучка электронов с двумерной мишенью обеспечивает пространственно-временную модуляцию широкого светового потока, внешнего по отношению к С. э.-л. п. источника света. Для реализации этого принципа используется неск. видов светомодулирующих сред, в к-рых под действием поля вносимых пучком зарядов изменяется к.-л. оптич. свойство: поглощение, преломление, дифракция, поляризация световых волн.

Один из принципов построения С. э.-л. п. связан с деформацией поверхности непроводящей или слабопроводящей мишени из вещества, обладающего малой вязкостью или высокой эластичностью. Деформации, к-рые возникают под действием сил притяжения между зарядами, наносимыми пучком на поверхности мишени, и её проводящей подложкой, изменяют ход световых лучей, что в сочетании с использованием систем щелей позволяет модулировать падающий на мишень свет (рис. 1). С помощью источника света *1* и линзы *3* первая система щелей *2* отображается в плоскости второй системы щелей *5*, расположенной так, что свет, прошедший через щели первой, перехватывается «прутками» второй, если поверхность мишени *4* не деформирована. При возникновении деформаций под действием электронного пучка *7* часть света, тем большая, чем сильнее деформация, в результате преломления и дифракции проходит через щели *5*. Изображение мишени проецируется объективом *6* со значительным увеличением на отдалённый внеш. экран (не показан). На

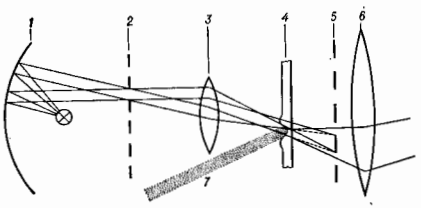


Рис. 1.

основе этого принципа при разл. модификациях оптич. схемы, работающих на просвет или отражение, создан ряд устройств: телевизионный проектор «Эйдофор» с непрерывной откачкой, в к-ром площадь проекц. экрана достигает 100 м^2, а светомодулирующей средой является обновляемая масляная плёнка; однолучевые отпаянные монохромные и полноцветные проекторы с экраном 5—10 м^2, с такой же светомодулирующей средой; приборы с эластомерной или термопластич. мишенью.

Др. принцип работы С. э.-л. п. связан с эффектом наведённого двулучепреломления в нек-рых одноосных электрооптич. кристаллах с отсутствующим или скомпенсированным естеств. двулучепреломлением (*Поккельса эффект*). Если на мишень *6*, представляющую собой такой кристалл (рис. 2), покрытую с одной стороны проарачным проводящим слоем *5*, а с другой — диэлектрич. зеркалом *7* и помещённую в

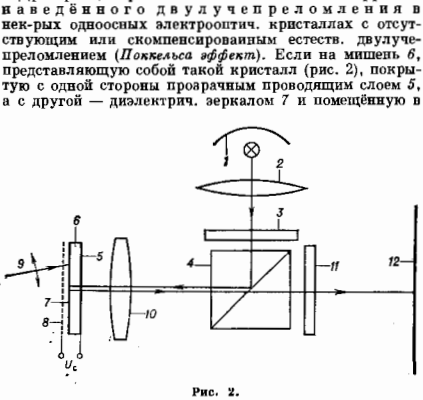


Рис. 2.

С. э.-л. п., направить поляризованный поляризатором *3* свет, излучаемый источником *1* и коллимированный конденсором *2*, то в отсутствие электрич. напряжения на кристалле отражённый от зеркал *7* свет после прохождения светорасщепителя *4* не пройдёт через скрещённый с поляризатором *3* анализатор *11*. Там, где сканирующий электронный пучок *9* вследствие изменения при подаче входного сигнала U_c условий отбора вторичных электронов на сетку *8* заряжает поверхность кристалла, из-за возникающего поля кристалл становится двухосным с наведённой разностью показателей преломления, пропорциональной напряжению на гранях кристалла. Это приводит к повороту плоскости поляризации и к

частичному прохождению света через анализатор *12*, пропорциональному входному сигналу. Возможна оптич. схема, работающая на просвет. Наиб. эффективное преобразование достигнуто на кристаллах дидейтерофосфата калия KD_2PO_4 (условно — DKDP) вблизи их *Кюри точки* (≈ -52 °С).

Практич. применение нашли С. э.-л. п., принцип действия к-рых основан на возникновении ц е н т р о в п о г л о щ е н и я света в определённой области спектра при облучении электронами *ионных кристаллов*. В проходящем или отражённом широкополосном свете записанное пучком изображение выглядит окрашенным в дополнит. цвет и может быть спроецировано на внеш. экран. Для стирания изображения необходимо подогрев экрана С. э.-л. п. Такие приборы получили назв. катодохромных приборов или скиатронов.

Лит.: Мари Ж., Донжон Ж., Аван Ж.-П., Устройства воспроизведения изображений, основанные на эффекте Покельса, и их применение, в сб.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений, пер. с англ., т. 1, ч. 4, М., 1978. *В. Л. Герус.*

СВЕТОЛОКАЦИЯ — то же, что *оптическая локация*.

СВЕТОПРОВОД — то же, что *световод*.

СВЕТОСИЛА — коэф. пропорциональности в выражении, связывающем фотометрич. величину (*освещённость*, *световой поток*), измеряемую приёмником оптич. прибора, и *яркость* источника. Во мн. случаях измеряемой величиной является освещённость E изображения. Если апертурная диафрагма круглая (как в большинстве приборов), то $E = B\tau\pi\sin^2 u$, где τ — коэф. пропускания системы, B — яркость источника, u — апертурный угол объектива, т. е. угол, под к-рым радиус выходного зрачка объектива виден из центра изображения. Величина $\pi\sin^2 u$ наз. С. прибора. Если объект находится на бесконечности и оптич. система хорошо исправлена (см. *Синусов условие*), то $\sin u = D/2f$ (D — диаметр входного зрачка, f — его фокусное расстояние), а E может быть записанв в виде $E = B\tau S/f^2$, где S — площадь входного зрачка. Последняя ф-ла верна и в том случае, когда зрачок системы имеет произвольную форму, напр. форму кольца (в зеркально-линзовых системах). Величину $\tau S/f^2$ часто называют физической или «эффективной» С., а величину S/f^2 — геом. С. оптич. системы. Если относит. отверстие объектива D/f обозначить через $1/K$, то $E = B\pi\tau/4K^2$, т. е. С. обратно пропорциональна K^2.

В сложных оптич. системах из-за больших потерь при отражении света от поверхностей линз и за счёт поглощения материалом линз коэф. пропускания τ очень мал (до 10% и даже меньше в сложных оптич. системах, напр. перископах). Поэтому физ. С. значительно меньше геометрической. Однако *просветлением оптики* коэф. τ можно увеличить так, что физ. С. будет лишь немного меньше геометрической. В оптич. системах, удовлетворяющих условию синусов, величина D/f не может превосходить 2.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 2, М.— Л., 1952; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

СВЕТОФИЛЬТР — устройство, меняющее спектральный состав и энергию падающего на него оптич. излучения; то же, что *оптический фильтр*.

СВЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — появление направленного электронного потока в твёрдом проводнике в результате передачи электронам импульса от направленного потока фотонов. Наблюдается в оптич. и СВЧ-диапазонах в нек-рых металлах, полупроводниках, полуметаллах в виде тока (ток увеличения) или эдс. Наиб. исследован в полупроводниках (Ge, Si, соединениях $A^{III}B^{V}$, см. *Полупроводниковые материалы*). Подробнее см. в ст. *Увлечение электронов фотонами*.

СВЕЧА́ — старое название единицы силы света СИ; совр. название — *кандела*.

СВИНЕЦ (Plumbum), Pb,— хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 82, ат. масса 207,2. Природный С.— смесь четырёх стабильных изотопов: ^{204}Pb (1,4%), ^{206}Pb (23,6%), ^{207}Pb (22,6%) и ^{208}Pb (52,4%), причём ^{208}Pb, ^{206}Pb и ^{207}Pb — последние (стабильные) члены природных радиоакт. рядов ^{232}Th, ^{238}U и ^{235}U соответственно; на определении содержания этих изотопов С. в природных рудах урана и тория основан метод определения абс. возраста горных пород. Как члены природных радиоакт. рядов в земной коре в ничтожных кол-вах присутствуют радионуклиды С.: ^{212}Pb ($T_{1/2} = 10{,}6$ ч), ^{214}Pb ($T_{1/2} = 26{,}8$ мин), ^{210}Pb ($T_{1/2} = 21$ год), ^{211}Pb ($T_{1/2} = 36{,}1$ мин). Электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^2p^2$. Энергии последоват. ионизации 7,417; 15,032; 31,981; 42,32; 68,8 эВ соответственно. Атомный радиус 0,175 нм, радиус иона Pb^{2+} 0,126 нм, Pb^{4+} 0,076 нм. Значение электроотрицательности 1,55.

В свободном виде С.— мягкий пластичный тяжёлый синевато-серый металл, обладает гранецентриров. кубич. решёткой с параметром $a = 0{,}49502$ нм. Плотн. 11,340 кг/дм^3, $t_{пл} = 327$ °С, $t_{кип} = 1745$ °С. (При давлении выше 13 ± 1 ГПа существует модификация, обладающая гексагональной плотнейшей упаковкой — т. н. С.-II.) Уд. теплоёмкость $c_p = 26{,}44$ Дж/(моль·К), теплота плавления 4,77 кДж/моль, теплота испарения 178,0 кДж/моль. Темп-ра Дебая 105,3—106,7 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 7,19 К. Уд. электрич. сопротивление 0,190 мкОм·м (при 0 °С), термич. коэф. электрич. сопротивления $4{,}2 \cdot 10^{-3}$К$^{-1}$. Теплопроводность С. 35,0 Вт/м·К (при 20 °С), термич. коэф. линейного расширения $(28{,}3—29{,}2) \cdot 10^{-6}$ (при 0—100 °С). Поверхностное натяжение жидкого С. 480 мН/м (при 700 К). Диамагнитен, уд. магн. восприимчивость $-0{,}12 \cdot 10^{-6}$. Для С. чистотой 99,998% при комнатной темп-ре модуль нормальной упругости 15,7 ГПа, тв. по Бриеллю 38—42 МПа. С.— высокопластичный металл, его стружку можно спрессовать в монолитное изделие при давлении ~200 МПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +2 и реже +4. На воздухе металлич. С. быстро покрывается плёнкой оксида (С. тускнеет), предохраняющей его от дальнейшего окисления. С. устойчив к действию разбавленных серной и соляной кислот. С металлами, характеризующимися более низкой электроотрицательностью (Li, Na, Mg, Ca и др.), образует интерметаллич. соединения — плюмбиды. Соединения С. ядовиты.

С. применяют для изготовления пластин аккумуляторов, для создания коррозионностойкой хим. и электрохим. аппаратуры, для изготовления уплотнителей в вакуумной аппаратуре, как материал для защиты от ионизирующих излучений (свинцовые кирпичи, свинцовое стекло — стекло с высоким содержанием Pb). Из С. изготовляют оболочки проводов и кабелей. С. входит в состав разл. сплавов (антифрикционных, типографских и др.), на основе С. изготовляют разл. припои (обычно содержащие также Sn и Sb), широко используемые при пайке радиотехн. аппаратуры. С. входит в состав нек-рых полупроводниковых материалов.

С. С. Бердоносов.

СВИП-ГЕНЕРА́ТОР (от англ. sweep — развёртка, качание) — генератор сигналов «качающейся» частоты, используемый в радиотехнике вместе с электронным осциллографом для получения амплитудно-частотных характеристик разл. цепей (фильтров, цепей коррекции, усилителей и т. н.). Несущая частота С.-г. изменяется по пилообразному или треугольному закону. Её величина зависит от назначения прибора и может изменяться в широких пределах — от звуковых до СВЧ.

Ю. С. Константинов.

СВИСТКИ́ — механич. устройства для преобразования кинетич. энергии струи в энергию акустич. колебаний. В отличие от *сирен* не имеют вращающихся или движущихся частей, что делает их более пригодными при использовании в технол. оборудовании. Принцип работы С. состоит в создании автоколебат. режима течения высокоскоростной струи путём её торможения полым резонатором или клином, снабжённым резонанс-

ной полостью. Как правило, С. работают при докритич. перепадах давлений, в связи с чем их акустич. мощность существенно ниже (не превышает неск. десятков Вт), чем у *газоструйных излучателей*, работающих на аналогичных частотах. По типу рабочего тела различают газовые (воздушные) и жидкостные С. Среди газовых С. наиб. распространение получили вихревые, *Гальтона свистки* и т. н. губные. В вихревых С. (рис. 1) пульсации

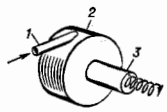


Рис. 1. Схема вихревого свистка.

давления возникают в результате прецессии вихря, развивающегося на выходе узкой трубки *3*, соосно соединённой с цилиндрич. камерой *2*, в к-рую газ поступает из тангенциально расположенных патрубков *1*. У разного рода губных С. (рис. 2) периодич. пульсации возникают за счёт неустойчивости плоской струи

Рис. 2. Схема губного свистка: *1* — щелевое сопло; *2* — резонансная камера с острым краем *3*.

при наполнении и опорожнении цилиндрического или тороидального резонатора, куда газ также вводится тангенциально. Мембранные (клапанные) С. работают в результате возбуждения собств. колебаний упругой пластины («мембраны»), обеспечивающих периодич. открывание и закрывание щели для прохода газа и создающих таким образом модуляцию потока. Частота излучаемого С. звука зависит от величины перепада давлений, размеров резонирующего элемента и скорости звука в рабочем теле и может лежать в пределах от десятков Гц до десятков кГц.

В жидкостных С. пульсации давления возникают в результате колебаний на резонансной частоте пластинчатого или стержневого вибратора, закреплённого консольно или в узловых точках, на к-рый натекает плоская струя, создаваемая щелевым или дисковым соплом. Жидкостные С. используются для интенсификации тепломассообменных процессов, а газовые — в основном для беспроводной сигнализации. *Ю. Я. Борисов.*

СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ — то же, что *Гельмгольца энергия*.

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ (собственные колебания) — колебания колебательной системы, совершаемые при отсутствии внеш. воздействия за счёт первоначально сообщённой энергии (потенциальной или кинетической, напр. в механич. системах через нач. смещения или нач. скорости). Характер С. к. определяется гл. обр. собственными параметрами системы (массой, индуктивностью, ёмкостью, упругостью и др.). В реальных системах С. к. всегда затухающие вследствие рассеяния энергии, а при больших её потерях — апериодические. В *линейных системах* С. к. представляют собой суперпозицию *нормальных колебаний*. Подробнее см. *Колебания*. *В. Г. Шехов.*

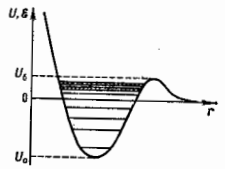
СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ — состояние системы частиц, при к-ром относит. движение частиц происходит в ограниченной области пространства (является финитным) в течение длит. времени по сравнению с характерным для данной системы периодами. Природа изобилует С. с.: от звёздных скоплений и макроскопич. тел до микрообъектов — молекул, атомов, атомных ядер. С. с. являются и многие из т. н. элементарных частиц (см. *Кварки*).

Для образования С. с. необходимо наличие сил притяжения по крайней мере между нек-рыми частицами системы на нек-рых расстояниях между ними. Для С. с. масса системы меньше суммы масс составляющих её частиц; разность Δm между ними определяет *энергию связи* системы:

$$\mathscr{E}_{\text{св}}=\Delta mc^2.$$

В классической механике С. с. описываются финитными решениями ур-ний движения системы, траектории всех частиц системы сосредоточены в ограниченной области пространства. Примером может служить задача Кеплера о движении частицы (или планеты) в поле тяготения. В классич. механике система из двух притягивающихся частиц всегда может образовать С. с. Если область расстояний, на к-рых частицы притягиваются, отделена энергетич. барьером (потенциальным барьером) от области, в к-рой они отталкиваются, то частицы также могут образовывать стабильные С. с.

В квантовой механике, в отличие от классической, для образования С. с. частиц необходимо, чтобы потенциальная энергия притяжения и радиус действия сил были достаточно велики (см. *Потенциальная яма*, *Нулевая энергия*). Кроме того, в потенциальной



Зависимость потенциальной энергии U от расстояния r между частицами. Стабильные связанные состояния лежат в области энергий $\mathscr{E}<0$, им соответствуют дискретные уровни энергии системы. При $\mathscr{E}>0$ стабильные связанные состояния не существуют, однако в области $0<\mathscr{E}<U_0$, где U_0 — высота потенциального барьера, при некоторых $\mathscr{E}$ могут существовать квазистабильные связанные состояния, время жизни которых определяется вероятностью туннельного перехода через потенциальный барьер и может быть (особенно для частиц большой массы) весьма велико. Для макроскопических тел связанные состояния могут иметь любую энергию в области $U_0<\mathscr{E}<U_0$.

яме типа изображённой на рис. из-за возможности вылета частиц из области притяжения вследствие *туннельного эффекта* не образуется стабильных С. с., если энергия частицы больше потенциала на бесконечности. Однако, если вероятность туннельного перехода мала (в классич. пределе она равна нулю), то частица в такой потенциальной яме может находиться достаточно длительное время (по сравнению с периодами движения в яме). Поэтому наряду со стабильными С. с. существуют нестабильные (метастабильные, или квазистабильные) С. с., к-рые с течением времени распадаются. Напр., нестабильными С. с. по отношению к α-распаду или (и) делению являются ядра нек-рых тяжёлых элементов.

В крайне релятивистском случае, когда энергия связи системы сравнима с энергией покоя частиц системы, решение задачи С. с. требует привлечения *квантовой теории поля* (КТП). Точного решения такой задачи в совр. КТП не существует; нек-рые из развиваемых приближённых методов позволяют одинаковым образом рассматривать как стабильные «элементарные» частицы, так и нестабильные, включая *резонансы*.

В. Я. Файнберг.

СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — свободные колебания *связанных систем*, состоящих из взаимодействующих одиночных (парциальных) колебат. систем. С. к. имеют сложный вид вследствие того, что колебания в одной парциальной системе влияют через связь (в общем случае диссипативную и нелинейную) на колебания в другой. В нелинейных системах С. к. могут быть представлены в виде суперпозиции нормальных колебаний, чис-

ло к-рых равно числу парциальных систем. С. к., являющиеся суперпозицией двух или неск. нормальных колебаний с близкими частотами, воспринимаются как *биения*.

СВЯЗАННЫЕ СИСТЕМЫ — колебательные системы с двумя и более степенями свободы, рассматриваемые как совокупность систем с одной степенью свободы каждая (парциальных систем), взаимодействующих между собой. Примеры С. с.— два или неск. колебательных контуров (рис.), у к-рых колебания в одном

Схемы простейших колебательных систем: *а* — индуктивная связь; *б* — ёмкостная связь; *С* — ёмкости; *L* — индуктивности.

контуре из-за наличия связи вызывают колебания в других. В С. с. происходит переход энергии из одной системы в другую. Наличие связи изменяет характер резонансных явлений в С. с. по сравнению с одиночным контуром. В С. с. *резонанс* наступает всякий раз, когда частота внеш. воздействия совпадает с одной из частот *собственных колебаний* всей системы, отличающихся от парциальных частот отд. контуров. Напр., в С. с., состоящей из двух контуров, резонанс наступает на двух разл. частотах.

СВЯЗИ МЕХАНИЧЕСКИЕ — ограничения, к-рые налагаются на положения и скорости точек механич. системы и выполняются независимо от того, какие заданные силы действуют на систему. Обычно С. м. осуществляются с помощью к.-н. тел. Примеры таких С. м.: поверхность, по к-рой скользит или катится тело; нить, на к-рой подвешен груз; шарниры, соединяющие звенья механизмов, и т. п. Если положения точек механич. системы по отношению к данной системе отсчёта определять их декартовыми координатами x_k, y_k, z_k ($k = 1, 2, \ldots, n$, где n — число точек системы), то ограничения, налагаемые С. м., могут быть выражены в виде равенств (или неравенств), связывающих координаты x_k, y_k, z_k, их первые производные по времени $\dot{x}_k$, $\dot{y}_k$, $\dot{z}_k$ (т. е. скорости точек системы) и время t.

С. м., налагающие ограничения только на положения (координаты) точек системы и выражающиеся ур-ниями вида

$$f(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots, t) = 0, \qquad (1)$$

наз. г е о м е т р и ч е с к и м и. Если же С. м. налагают ограничения ещё и на скорости точек системы, то они наз. к и н е м а т и ч е с к и м и или д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы м и, а их ур-ния имеют вид:

$$\varphi(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots, \dot{x}_k, \dot{y}_k, \dot{z}_k, \ldots, t) = 0. \qquad (2)$$

Когда ур-ние (2) может быть проинтегрировано по времени, соответствующая кинематич. связь наз. и н т е г р и р у е м о й и эквивалентна геом. связи. Геом. и интегрируемые кинематич. связи носят общее название г о л о н о м н ы х С. м. (см. *Голономная система*). Кинематич. неинтегрируемые С. м. наз. н е г о л о н о м н ы м и (см. *Неголономная система*).

С. м., не изменяющиеся со временем, наз. стационарными [ур-ния (1) или (2) для таких С. м. время t явно не содержат]; С. м., изменяющиеся со временем [как в ур-ниях (1) и (2)], наз. нестационарными. Наконец, когда ограничения, налагаемые С. м., сохраняются при любом положении системы, эти С. м. наз. удерживающими и выражаются ур-ниями вида (1) или (2). Если же С. м. указанными свойствами не обладают и точки системы могут от таких связей «освобождаться» (напр., груз, подвешенный на нити), то такие С. м. наз. неудерживающими и выражаются неравенствами вида $f(\ldots, x_k, y_k, z_k, \ldots) \geqslant 0$.

Методы решения задач механики существенно зависят от характера С. м., наложенных на систему. Эффект действия С. м. можно учитывать введением соответствующих сил, наз. *реакциями связей*; при этом для определения реакций (или для их исключения) к ур-ниям равновесия или движения системы должны присоединяться ур-ния связей вида (1) или (2). С. м., для к-рых сумма элементарных работ всех реакций связей на любом возможном перемещении системы равна нулю, наз. идеальными (напр., лишённая трения поверхность или гибкая нить). Для механич. систем с идеальными С. м. можно сразу получить ур-ния равновесия или движения, не содержащие реакций связей, используя *возможных перемещений принцип*, *Д'Аламбера — Лагранжа принцип* или *Лагранжа уравнения* механики.

Лит. см. при ст. *Механика. Динамика.* *С. М. Targ.*

СВЯЗНОСТЬ д и ф ф е р е н ц и а л ь н о - г е о м е т р и ч е с к а я — правило, сопоставляющее каждому *тензору* $T^{i_1 \ldots i_p}_{j_1 \ldots j_q}$ типа (p, q) его *ковариантную производную* $\nabla_k T^{i_1 \ldots i_p}_{j_1 \ldots j_q}$, являющуюся тензором типа $(p, q+1)$. В координатах $x^1, \ldots, x^n$ С. задаётся набором *Кристоффеля символов* Γ^k_{ij} по ф-ле:

$$\nabla_k T^{i_1 \ldots i_p}_{j_1 \ldots j_q} = \frac{\partial T^{i_1 \ldots i_p}_{j_1 \ldots j_q}}{\partial x^k} + \Gamma^{i_1}_{ik} T^{i i_2 \ldots i_p}_{j_1 \ldots j_q} + \ldots +$$
$$+ \Gamma^{i_p}_{ik} T^{i_1 \ldots i_{p-1} i}_{j_1 \ldots j_q} - \Gamma^{i}_{j_1 k} T^{i_1 \ldots i_p}_{i j_2 \ldots j_q} - \ldots - \Gamma^{i}_{j_q k} T^{i_1 \ldots i_p}_{j_1 \ldots j_{q-1} i}.$$

При замене координат $x^i \to y^i(x^1, \ldots, x^n)$ величины Γ^k_{ij} должны заменяться на

$$\tilde{\Gamma}^r_{pq} = \frac{\partial y^r}{\partial x^k} \frac{\partial x^i}{\partial y^p} \frac{\partial x^j}{\partial y^q} \Gamma^k_{ij} + \frac{\partial^2 x^k}{\partial y^p \partial y^q} \frac{\partial y^r}{\partial x^k}.$$

С. определяет параллельный перенос тензоров вдоль кривых: тензор T параллелен вдоль кривой $x^i = x^i(t)$, $i = 1, \ldots, n$, если $\dot{x}^k \nabla_k T = 0$. Ур-ниями $\dot{x}^k \nabla_k \dot{x}^l = 0$ определены геодезич. С.

Тензор кручения С. определяется ф-лой $T^k_{ij} = \Gamma^k_{ij} - \Gamma^k_{ji}$. С. с нулевым кручением наз. с и м м е т р и ч н о й. Кривизна С. определяется *кривизны тензором*

$$R^i_{jkl} = \frac{\partial \Gamma^i_{jl}}{\partial x^k} - \frac{\partial \Gamma^i_{jk}}{\partial x^l} + \Gamma^i_{sk} \Gamma^s_{jl} - \Gamma^i_{sl} \Gamma^s_{jk}.$$

Через кривизну и кручение выражаются *коммутатор* ковариантных производных, напр. для векторов T^i имеем:

$$[\nabla_k, \nabla_l] T^i \equiv \nabla_k (\nabla_l T^i) - \nabla_l (\nabla_k T^i) = R^i_{jkl} T^j + T^j_{kl} \nabla_j T^i.$$

Е в к л и д о в а С. задаётся, по определению, условиями $\Gamma^k_{ij} \equiv 0$ в нек-рых координатах; в этом случае координаты наз. евклидовыми. В таких координатах ковариантные производные совпадают с частными. Тем самым евклидова С. определяет правила дифференцирования тензоров в любых *криволинейных координатах*. С. является евклидовой (локально), если её кривизна и кручение равны нулю.

В *римановом пространстве* (или псевдоримановом пространстве) С. однозначно определяется по римановой метрике (*индефинитной метрике*) g_{ij} условиями $\nabla_k g_{ij} = 0$, $T^k_{ij} = 0$. Параллельный перенос при этом сохраняет длины векторов и углы между ними:

$$\Gamma^k_{ij} = \frac{1}{2} g^{kl} \left(\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{lj}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l} \right);$$

тензор кривизны этой С. наз. т е н з о р о м к р и в и з н ы р и м а н о в а п р о с т р а н с т в а.

С. и построенные по ней тензоры используются в ур-ниях *общей теории относительности*.

С. в *расслоении* со структурной группой G — то же, что *калибровочное поле*. Поля $\psi(x)$, принимающие значения в зарядовом пространстве, играют при этом роль тензорных полей. Если $A_i(x)$ — калибровочное поле, принимающее значение в *Ли алгебре* $L(G)$ *группы* G симметрий зарядового пространства (т. е. матричнозначное), то ковариантные производные поля ψ определяются ф-лами:

$$\nabla_i\psi=\frac{\partial\psi}{\partial x^i}-A_i\psi.$$

Осн. их свойство — при локальных зарядовых преобразованиях $\psi(x)\to g(x)\psi(x)$ [где ф-ция $g(x)$ принимает значения в группе G] и *калибровочных преобразованиях*

$$A_i(x)\to g(x)A_i(x)g^{-1}(x)+\frac{\partial g(x)}{\partial x^i}\,g^{-1}(x)$$

производная $\nabla_i\psi$ преобразуется ковариантно: $\nabla_i\psi(x)\to$ $\to g(x)\nabla_i\psi(x)$. Это даёт однозначный рецепт введения взаимодействия полей $A_i(x)$ и $\psi(x)$: если $L_0(\psi,\partial\psi/\partial x^i)$ — свободный *лагранжиан* поля ψ, инвариантный относительно зарядовых преобразований, то лагранжиан $L(\psi,\partial\psi/\partial x^i,A_i)=L_0(\psi,\nabla_i\psi)$ описывает калибровочно-инвариантное взаимодействие полей A_i и ψ.

Параллельный перенос поля ψ вдоль кривой $x^i=x^i(t)$ определяется из ур-ния $\dot{x}^i\nabla_i\psi=0$. Кривизна С. в расслоении определяется ф-лой:

$$F_{ij}=[\nabla_i,\nabla_j]=\frac{\partial A_i}{\partial x^j}-\frac{\partial A_j}{\partial x^i}+[A_i,A_j],$$

где скобки обозначают коммутатор. При калибровочных преобразованиях она меняется по закону:

$$F_{ij}(x)\to g(x)F_{ij}(x)g^{-1}(x).$$

Если кривизна С. равна нулю, то калибровочное поле локально представляется в виде $A_i(x)=(\partial g(x)/\partial x^i)g^{-1}(x)$ и калибровочным преобразованием приводится к нулевому. Кривизна С. определяет изменение поля $\psi(x)$ при параллельном переносе вдоль контура бесконечно малого параллелограмма со сторонами δ_1x^i, δ_2x^j: $\delta\psi=F_{ij}\psi\delta_1x^i\delta_2x^j$. Она удовлетворяет тождеству Бьянки: $\nabla_i F_{jk}+\nabla_k F_{ij}+\nabla_j F_{ki}=0$, где $\nabla_i F_{jk}=\partial F_{jk}/\partial x^i-[A_i,F_{jk}]$. В нолный лагранжиан калибровочных теорий, используемых, напр., в теории *сильных взаимодействий*, кривизна входит в инвариантной комбинации — $(1/4e^2)\mathrm{Sp}(F_{ij}F^{ij})$ (здесь Sp — след *матрицы*, e — заряд).

Лит.: Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986. *Б. А. Дубровин.*

СВЯЗЬ ВЕКТОРНАЯ — наглядная модель векторного сложения орбитальных l_i и спиновых s_i моментов в полный момент J квантовой системы (атома, атомного ядра, молекулы), характеризующая взаимодействие электронов в атомах и молекулах и нуклонов в атомных ядрах.

В нулевом приближении энергия атома определяется сферически симметричной частью электростатич. взаимодействия $V_{\text{эс}}$ электронов с ядром и между собой. При этом каждый уровень энергии системы, имеющий конфигурацию $n_1l_1n_2l_2,\ldots,n_il_i$, оказывается $2^i(2l_1+1)(2l_2+1)\ldots(2l_i+1)$-кратно вырожденным в соответствии с числом возможных проекций орбитального m_{l_i} и спинового m_{s_i} моментов.

Нецентральная часть взаимодействия $V_{\text{эс}}$ и спин-орбитальное взаимодействие $V_{\text{со}}$ приводят к расщеплению уровня энергии атома на подуровни, относительное расположение к-рых во мн. случаях можно описать с помощью определённой схемы сложения моментов l_i и s_i, т. е. типом С. в.

Для двух неэквивалентных электронов с моментами l_1, s_1 и l_2, s_2 возможны след. типы С. в.:

LS-связь: $l_1+l_2=L$, $s_1+s_2=S$, $L+S=J$,

LK-связь: $l_1+l_2=L$, $L+s_1=K$, $K+s_2=J$,

jK-связь: $l_1+s_1=j_1$, $j_1+l_2=K$, $K+s_2=J$,

jj-связь: $l_1+s_1=j_1$, $l_2+s_2=j_2$, $j_1+j_2=J$.

При любой схеме С. в. векторное сложение всех моментов даёт один и тот же полный момент J системы. Два промежуточных квантовых числа используются для обозначения типа связи и классификации подуровней энергии.

Для электронной оболочки из эквивалентных электронов (т. е. электронов, состояние к-рых описывается одинаковым набором квантовых чисел) вследствие *Паули принципа* возможны лишь LS- или jj-типы С. в., в к-рых все электроны участвуют симметричным образом, что следует из принципа неразличимости электронов.

Каждый тип С. в. характеризует относит. величины разл. типов взаимодействия электронов. В случае LS-связи (наз. ещё *нормальной* или *рассел-саундеровской связью*) электростатич. взаимодействие намного больше спин-орбитального: $V_{\text{эс}}\gg V_{\text{со}}$. Нормальная связь характерна для не очень тяжёлых нейтральных и слабоионизов. атомов, находящихся в не слишком высоковозбуждённых состояниях. В противоположном случае $V_{\text{со}}\gg V_{\text{эс}}$ реализуется jj-связь. Она используется для описания уровней энергии тяжёлых атомов и *многозарядных ионов*. Переход от LS- к jj-типу С. в. с ростом заряда ядра Z объясняется разной зависимостью взаимодействий от Z: электростатич. взаимодействие $V_{\text{эс}}\sim Z$, а спин-орбитальное $V_{\text{со}}\sim Z^4$. Поэтому в изоэлектронном ряду с ростом Z происходит непрерывный переход от LS- к jj-связи. Относит. роль взаимодействий $V_{\text{эс}}$ и $V_{\text{со}}$ может быть различной для разных уровней энергии одного и того же атома или иона, поэтому при классификации энергетич. спектра одной и той же конфигурации часто используются разл. типы С. в.

Нормальная и jj-связи иаз. однородными типами связи, а LK- и jK-связи — неоднородными. В ряде случаев ни один из типов «чистой» связи не является точным и приходится использовать промежуточные типы связи. Общее число уровней с данным J одинаково для всех типов связи. (Классификацию уровней энергии см. в ст. *Мультиплетность*.)

Лит.: Никитин А. А., Рудзикас З. Б., Основы теории спектров атомов и ионов, М., 1983. *В. П. Шевелько.*

СГС СИСТЕМА ЕДИНИЦ — система единиц физ. величин с осн. единицами: сантиметр, грамм, секунда (СГС); принята 1-м Международным конгрессом электриков (Париж, 1881) в качестве системы единиц, охватывающей механику и электродинамику. Для электродинамики первоначально были приняты две СГС с. е.: электромагнитная (СГСМ) и электростатическая (СГСЭ). В основу построения этих систем был положен *Кулона закон* взаимодействия электрич. зарядов (СГСЭ) и магн. полюсов (СГСМ). Единицы СГСЭ и СГСМ отличаются не только численным значением, но и размерностью, т. к. в соотношения размерностей входит размерность скорости в разных степенях.

В системе единиц СГСМ магн. проницаемость вакуума (*магнитная постоянная*) $\mu_0=1$, а электрич. проницаемость вакуума (*электрическая постоянная*) $\varepsilon_0=1/c^2$ с^2/см^2; единицей магн. потока является максвелл (Мкс, Мх), магн. индукции — гаусс (Гс, Gs), напряжённости магн. поля — эрстед (Э, Oe), магнитодвижущей силы — гильберт (Гб, Gb). Электрич. единицам в этой системе собств. наименований не присвоено.

В системе СГСЭ $\varepsilon_0=1$, $\mu_0=1/c^2$ с^2/см^2. Электрич. единицы СГСЭ собств. наименований не имеют; их размер, как правило, неудобен для измерений и их применяют обычно только в теоретич. работах.

Со 2-й пол. 20 в. наиб. распространение получила т. н. СГС симметричная система единиц (Гаусса система единиц, смешанная система единиц). В ней $\mu_0=1$ и $\varepsilon_0=1$; магн. единицы этой си-

стемы равны единицам СГСМ, а электрические — единицам СГСЭ.

Применение СГС с. е. допускается в науч. исследованиях. Соотношение важнейших единиц системы СГС и соответствующих единиц СИ приведены в табл.

Величина	Система единиц			
	СИ	СГСМ	СГСЭ	СГС симметричная
Сила	1 Н	10^{-5} Н	10^{-5} Н	1 дин=10^{-5} Н
Работа, энергия	1 Дж	10^{-7} Дж	10^{-7} Дж	1 эрг=10^{-7} Дж
Динамич. вязкость	1 Па·с	0,1 Па·с	0,1 Па·с	1 П=0,1 Па·с
Кинематич. вязкость	1 м²/с	10^{-4} м²/с	10^{-4} м²/с	1 Ст=10^{-4} м²/с
Давление	1 Па	0,1 Па	0,1 Па	1 дин/см²=0,1 Па
Сила тока	1 А	10 А	(10/c)А	(10/c)А≈$\frac{1}{3\cdot10^9}$А
Электрич. заряд	1 Кл	10 Кл	(10/c) Кл	(10/c)Кл≈ ≈$\frac{1}{3\cdot10^9}$Кл
Электрич. напряжение	1 В	10^{-8} В	10^{-8} с В	10^{-8} с В≈300 В
Электрич. сопротивление	1 Ом	10^{-9} Ом	10^{-9} c^2 Ом	10^{-9} c^2 Ом≈ ≈$9\cdot10^{11}$ Ом
Электрич. ёмкость	1 Ф	10^9 Ф	$(10^9/c^2)$Ф	$(10^9/c^2)$Ф≈ ≈$\frac{1}{9}\cdot10^{-11}$ Ф
Напряжённость магн. поля	1 А/м	$10^3/(4\pi)$ А/м	$10^3/4\pi c$ А/м	1 Э=$10^3/4\pi$ А/м≈ ≈79,6 А/м
Магн. индукция	1 Тл	10^{-4} Тл	10^{-4} с Тл	1 Гс=10^{-4} Тл
Магн. поток	1 Вб	10^{-8} Вб	10^{-8} с Вб	1 Мкс=10^{-8} Вб

Лит.: Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989.

СДВИГ — простейшая деформация тела, вызываемая касат. напряжениями τ. С. выражается в искажении углов элементарных параллелепипедов (рис. 1), из к-рых можно считать составленным однородное тело; прямоугольный параллелепипед $abcd$ превращается в косоугольный ab_1c_1d, но объём его не меняется. Перемещение bb_1 наз. абсолютным С. грани bc относительно грани ad; угол γ наз. углом С., а $\mathrm{tg}\gamma$ — относительным С. Ввиду малости γ можно считать $\mathrm{tg}\gamma = \gamma$, т. е. что относительный С. равен γ. В пределах упругости для изотропного материала относительный С. связан с τ законом Гука: $\tau = G\gamma$, где G — модуль С. для данного материала (см. *Модули упругости*). С. всегда сопутствует растяжению, сжатию и изгибу, т. к. во всех этих случаях одновременно с нормальными возникают и касат. напряжения.

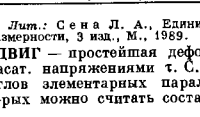


Рис. 1.

Рис 2.

Напряжённое состояние, при к-ром 2 гл. напряжения равны по величине и обратны по знаку, наз. чистым С. В этом случае (рис. 2) нормальное напряжение на площадках, образующих с направлением сил углы 45°, равно нулю, а касат. напряжения достигают макс. величины. Т. о., элементарный куб $abcd$ находится в условиях чистого С., причём касат. напряжения, действующие по его граням, равны между собой. Чистый С. имеет место при *кручении*.

Потенциальная энергия С. для первоначально прямоугольного параллелепипеда длиной l при площади основания S и сдвигающей силе F может быть представлена ф-лами: $W = F^2l/2SG = \tau^2Sl/2G$, а уд. потенциальная энергия $w = W/V = \tau^2/2G$, где $V = lS$ — объём параллелепипеда.

СДВИГА МОДУЛЬ — см. *Модули упругости*.

СДВИГОВАЯ ВОЛНА — поперечная *упругая волна*, распространяющаяся в твёрдых телах. Смещения частиц в С. в. перпендикулярны направлению распространения волны, а деформации являются деформациями *сдвига*. Фазовая скорость С. в. $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$, где μ — модуль сдвига материала, ρ — его плотность. Для большинства твёрдых тел значения фазовых скоростей С. в. составляют 1,7—3,5 км/с. В анизотропных твёрдых телах (кристаллах) С. в. могут распространяться только в определённых направлениях, причём их фазовая скорость зависит от направления распространения. При произвольном направлении распространения движение в волне усложняется и она переходит в квазиполеречную волну в кристалле. В ряде кристаллов объёмная С. в. может преобразоваться в слабонеоднородную *поверхностную акустическую волну* вследствие наличия пьезоэффекта. Объёмная С. в. в металле может стать поверхностной под действием сильного постоянного магн. поля, направленного вдоль свободной поверхности металла и под углом к направлению распространения волны. На гиперзвуковых частотах $\sim 10^9$ Гц и выше С. в. могут существовать и в жидкости из-за наличия у неё в этом частотном диапазоне модуля сдвига.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 3, § 22, 23; Колъский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 2, § 1—4; Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981.
И. А. Викторов.

СЕГНЕТОПОЛУПРОВОДНИКИ — кристаллы, обладающие одновременно сегнетоэлектрич. и полупроводниковыми свойствами. В С. при определённых темп-рах и в отсутствие внеш. электрич. поля существует спонтанная электрич. поляризация (электрич. дипольный момент $\boldsymbol{P}$), к-рая может существенным образом изменяться под влиянием внеш. воздействий (внеш. электрич. поле, давление, темп-ра). Спонтанная поляризация возникает при определённой темп-ре $T_к$ (точка Кюри), при к-рой происходит фазовый переход из параэлектрич. неполярной фазы в сегнетоэлектрич. полярную фазу (см. *Сегнетоэлектрики*).

Сегнетоэлектриками являются полупроводники группы $A^{IV}B^{VI}$, обладающие малой шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g \sim 0{,}1$—$0{,}3$ эВ. К ним относятся GeTe, SnTe, потенциальный С. PbTe ($T_к \leqslant 0$ К, см. ниже) и твёрдые растворы на их основе (см. *Полупроводниковые материалы*). Электропроводность этих кристаллов при комнатной темп-ре ($T = 300$ К) составляет $\sigma \approx 10^4$ — 10^5 $Ом^{-1}\cdot см^{-1}$ при холловской подвижности носителей заряда $\mu = 5\cdot10^1$ — $5\cdot10^2$ $см^2/В\cdot с$. Темп-ра Кюри С. $A^{IV}B^{VI}$ зависит от концентрации свободных носителей заряда. В кристаллах SnTe, к-рые из-за высокой плотности *вакансий* Sn имеют дырочную проводимость с высокой концентрацией дырок, $T_к$ понижается вплоть до 0 К при увеличении концентрации дырок до $1{,}3\cdot10^{21}$ $см^{-3}$. В С. с высокой проводимостью экранирование спонтанной поляризации свободными носителями не позволяет проводить её прямых измерений.

С. группы $A^vB^{VI}C^{VII}$ имеют бо́льшую ширину запрещённой зоны ($\mathscr{E}_g \simeq 2$ эВ). При $\mu \sim 10$ $см^2/В\cdot с$ они характеризуются малой проводимостью $\sigma \lesssim 10^{-8}$ $Ом^{-1}\cdot см^{-1}$ и обладают заметной *фотопроводимостью*.

Высокоомными полупроводниками с примесной проводимостью являются сегнетоэлектрики со структурой перовскита ($\mathscr{E}_g \approx 3$ эВ). Так, $BaTiO_3$ с примесями редкоземельных ионов может иметь проводимость до 10^{-1} $Ом^{-1}\cdot см^{-1}$ при $\mu \leqslant 1$ $см^2/В\cdot с$, в то время как при отсутствии примесей $\sigma \lesssim 10^{-10}$ $Ом^{-1}\cdot см^{-1}$. Относи

тельно высокой проводимостью, связанной с вакансиями Pb, обладают кристаллы $PbTiO_3$. Кристалл $SrTiO_3$ (как и PbTe) рассматривается как потенциальный (виртуальный) С., т. е. при снижении T вплоть до 0 К этот кристалл приближается к фазовому переходу в сегнетоэлектрич. состояние, но переход не успевает произойти при реальных темп-рах. Для чистых кристаллов $\sigma \lesssim 10^{-10}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$. Легиров. кристаллы имеют проводимость до 1 Ом$^{-1}$·см$^{-1}$ при $\mu \simeq 5$ см^2/В·с. Кристаллы $SrTiO_3$ с концентрацией носителей $\sim 10^{19}$—10^{20} см$^{-3}$ становятся сверхпроводящими при $T = 0{,}3$—$0{,}5$ К (см. *Сверхпроводники*).

Сегнетоэлектрик $LiNbO_3$ с широкой запрещённой зоной имеет проводимость $\sigma \sim 10^{-18}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$, т. е. является типичным изолятором. Однако при сильном легировании (напр., Fe) σ может достигать 10^{-7} Ом$^{-1}$·см$^{-1}$ при $\mu \approx 0{,}5$ см^2/В·с. Легиров. кристаллы обладают заметной фотопроводимостью. Нек-рые характеристики С. приведены в табл. К С. можно отнести также кристаллы Ag_3AsS, $Sn_2P_2S_6$, $TlGaSe_2$. Для всех С. связь электронной подсистемы с сегнетоэлектрич. свойствами приводит к небольшим изменениям в точке фазового перехода величин σ, μ, $\mathscr{E}_g$.

Некоторые характеристики сегнетополупроводников

Кристалл	$T_к$, К	Группа симметрии	Поляризация P, мкКл/см^2	$\mathscr{E}_g$, эВ
GeTe	670	$m3m \leftrightarrow 3m$	—	0,1—0,2
SnTe	⩽100	—»—	—	0,2—0,3
SbSI	295	$mmm \leftrightarrow mm2$	25	2
$BaTiO_3$	408	$m3m \leftrightarrow 4mm$	26	3,2
$PbTiO_3$	763	—»—	57	3
$SrTiO_3$	<0	$m3m$	0	3,2
$LiNbO_3$	1483	$\bar{3}m \leftrightarrow 3m$	70	3,7

Фотоэлектрические свойства. Взаимосвязь сегнетоэлектрич. и полупроводниковых свойств приводит к ряду фотоэлектрич. эффектов. Так, при освещении С. наблюдается сдвиг $T_к$ ($BaTiO_3$, SbSI) до 1% от величины $T_к$. При этом наблюдаются и изменения температурной зависимости диэлектрич. проницаемости в области фазового перехода (*фотогистерезисный эффект*). Поскольку свободные носители в С. экранируют спонтанную поляризацию и оказывают тем самым сильное влияние на доменную структуру, то генерация свободных носителей при освещении С. может приводить к изменению его доменной структуры (*фотодоменный эффект*).

При однородном освещении в С. возникает стационарный электрич. ток (см. *Фотогальванический эффект*). Для света с линейной поляризацией ток в кристалле j_i пропорц. интенсивности света I:

$$j_i = \chi_{ikl} e_k e_l I,$$

где e_k, e_l — компоненты единичного вектора электрич. поля световой волны. Тензор χ_{ikl} отличен от 0 во всех кристаллах без центра инверсии (см. *Симметрия кристаллов*), но, как правило, особенно большую величину он имеет в сегнетоэлектриках. В освещённом С. возникает фотоэдс, к-рая достигает больших значений. Так, в кристаллах $LiNbO_3$ она соответствует электрич. полям $E \sim 10^4$—10^5 В/см.

При локальном освещении С. фотогальванич. эффект и(или) диффузия приводят к переносу возбуждённых носителей на периферию светового пучка, где происходит захват носителей ловушками. В результате создаётся объёмный заряд, поле к-рого за счёт электрооптич. эффекта приводит к изменению показателей преломления кристалла (*фоторефрактивный эффект*).

Сегнетокерамика. В полупроводниковых керамиках (на основе легированного $BaTiO_3$ и др.) взаимное влияние сегнетоэлектрич. и полупроводниковых свойств проявляется в положит. температурном коэф. сопротивления (ПТКС). Сопротивление керамики при изменении T резко уменьшается (до 6 порядков) в узкой области T при фазовом переходе в сегнетоэлектрич. фазу. Объяснение основано на представлении о *Шоттки барьерах* на границах зёрен с относительно высокой проводимостью, к-рые разделены изолирующим *запорным слоем*. В области фазового перехода резко возрастает диэлектрич. проницаемость, что приводит к уменьшению высоты барьера и соответственно к экспоненциальному уменьшению сопротивления образца.

В керамике, состоящей из зёрен с полупроводниковой проводимостью и тонких изолирующих слоёв, наблюдается увеличение эфф. диэлектрич. проницаемости $\varepsilon_{эфф}$ на низких частотах. Кроме того, $\varepsilon_{эфф}$ изменяется при приложении слабых электрич. полей E, что связано с зависимостью от поля E толщины обеднённого слоя.

Применение. С., обладающие фоторефрактивным эффектом, используются для записи и обработки оптич. сигналов. Сегнетокерамика с эффектом ПТКС применяется для создания приборов в системах теплового контроля и в измерит. технике. Полупроводниковая сегнетокерамика с тонкими межзёренными прослойками используется: в конденсаторах большой ёмкости. Высокоомные С. применяются в гибридных структурах, где возможно управление проводимостью *полевого транзистора* в канале исток — сток путём переключения спонтанной поляризации в сегнетоэлектрич. затворе. Возможно использование переключения сегнетоэлектрич. доменов в плёнках для создания энергонезависимых устройств памяти с высокой ёмкостью и высоким быстродействием (технология таких устройств совместима с кремниевой технологией).

Лит.: Фридкин В. М., Сегнетоэлектрики — полупроводники, М., 1976; его же, Фотосегнетоэлектрики, М., 1979; Лайис М., Гласс А., Сегнетоэлектрики и родственные им материалы, пер. с англ., М., 1981; Барфут Д., Тейлор Д., Полярные диэлектрики и их применения, пер. с англ., М., 1981.

В. В. Леманов.

СЕГНЕТОЭЛАСТИКИ (ферроэластики) — кристаллич. вещества, в к-рых при понижении темп-ры возникает спонтанная деформация кристаллич. решётки относительно исходной в отсутствие внеш. механич. напряжений. Термин «С.» ввёл К. Айзу (K. Aizu) в 1969. Спонтанная деформация является результатом *структурного фазового перехода* из более симметричной (параэластич.) в менее симметричную (сегнетоэластич.) фазу. Напр., кубич. сингония переходит в тетрагональную, гексагональная или тетрагональная — в ромбическую или моноклинную, ромбическая — в моноклинную (см. *Сингония*).

При сегнетоэластич. переходе кристалл без разрыва своей сплошности теряет ориентац. однородность и разбивается на сегнетоэластич. домены, каждый из к-рых принадлежит к одному из нескольких (двух, трёх — в зависимости от изменения симметрии) состояний, отличающихся ориентацией кристаллич. решётки (рис. 1, 2). Возникновение сегнетоэластич. (ориентац.) доменов можно рассматривать как частный случай механич. *двойникования*, причём элементами двойникования служат утраченные при переходе элементы поворотной (точечной) симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). В прозрачных С. доменную структуру можно наблюдать с помощью оптич. поляризац. микроскопа благодаря разориентации оптич. индикатрис или разл. двойному лучепреломлению доменов. Наличие ориентац. доменов — характерный признак сегнетоэластич. фазы.

Домены могут «переключаться» из одного ориентац. состояния в другое под действием механич. напряжений определённой величины и направления. Процесс переключения может происходить, напр., путём рождения тонких клиновидных или лиизообразных доменов с последующим их ростом и движением регулярных плоских или зигзагообразных доменных границ или путём перемещения одной доменной границы.

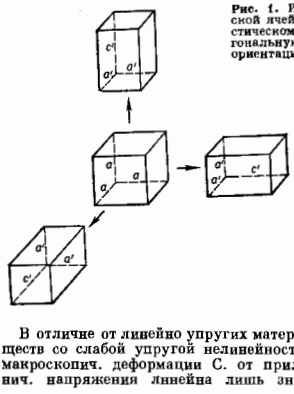


Рис. 1. Искажение кубической ячейки при сегнетоэластическом переходе в тетрагональную сингонию (три ориентационных состояния).

В отличие от линейно упругих материалов или от веществ со слабой упругой нелинейностью, зависимость макроскопич. деформации С. от приложенного механич. напряжения линейна лишь значительно выше

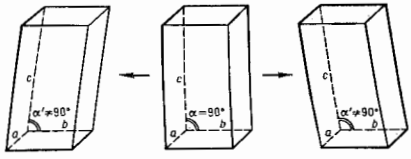


Рис. 2. Искажение ромбической ячейки при переходе в моноклинную сингонию (два ориентационных состояния).

темп-ры перехода $T_к$ и приобретает существенно нелинейный характер в параэластич. фазе вблизи $T_к$, переходя в петлю гистерезиса (см. *Гистерезис упругий*) в сегнетоэластич. фазе (рис. 3). По петле гистерезиса можно определить величину спонтанной деформации

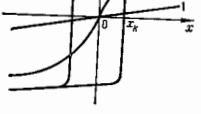


Рис. 3. Зависимость деформации x от напряжения X при $T > T_к$ (1); вблизи $T_к$ (2) и при $T < T_к$ (3).

x (для С. характерны большие величины $x \sim 10^{-3}$—10^{-1}) и т. н. коэрцитивного напряжения $X_к$, при к-ром происходит переключение доменов. Значения $X_к$ варьируются в пределах от 10^5—10^6 Па для «эластомягких» С. до 10^8 Па для «эластожёстких». С. являются упругими аналогами *сегнетоэлектриков* и *ферромагнетиков* (см. *Ферроики*).

Анализ сегнетоэластич. фазовых переходов и аномалий упругих свойств С. базируется на феноменологич. теории *фазовых переходов* Ландау. Исходным пунктом его является построение термодинамич. потенциала Ф, зависящего от параметра порядка η, являющегося внутренней микроскопич. переменной, характеризующей изменение пространственной симметрии кристалла (точечной и трансляционной) при фазовом переходе. Параметр порядка $\eta = 0$ при $T > T_к$ и $\eta \neq 0$ при $T < T_к$. Вблизи $T_к$ параметр η мал и термодинамич. потенциал может быть разложен по степеням η:

$$\Phi = \Phi_0 + r\eta^2 + v\eta^4 + U\eta^6 + \ldots.$$

Здесь Φ_0 — не зависящий от η потенциал в исходной фазе, r — параметр, зависящий от темп-ры T. Равновесное значение параметра порядка определяется из условия $\partial\Phi/\partial\eta = 0$ и $\partial^2\Phi/\partial\eta^2 > 0$. Потенциал Ф содержит также члены, характеризующие связь η и x (в общем случае η и x — многокомпонентные величины). Характер связи зависит от изменения симметрии — не только точечной, но и трансляционной. Если параметр порядка η и спонтанная деформация x преобразуются операциями симметрии одинаково, то С. наз. собственным. При собств. сегнетоэластич. переходе изменяется только точечная симметрия кристалла, но не меняется трансляционная. При несобств. сегнетоэластич. переходе меняется также и трансляц. симметрия, а объём элементарной ячейки увеличивается (умножается). При этом помимо ориентационных возникают также трансляционные (антифазные) домены.

Термодинамич. анализ потенциала Ф позволяет описать аномалии разл. свойств в окрестности темп-ры $T_к$ — скачок теплоёмкости C_p, температурные зависимости деформации x (коэф. теплового расширения α), поляризации P (если сегнетоэластич. фаза обладает сегнетоэлектрич. свойствами), упругих *жёсткостей* c или податливостей s, диэлектрич. проницаемостей ε и т. д. При этом вид аномалий для собственных и несобственных С. различен (рис. 4). При фазовом переходе

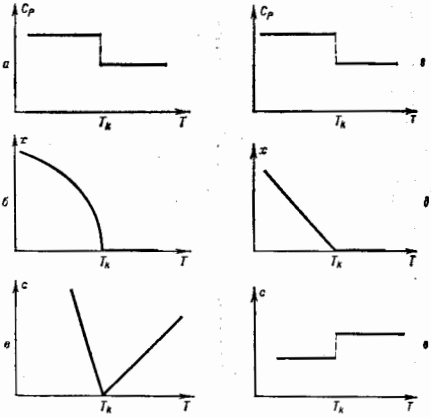


Рис. 4. Температурные зависимости теплоёмкости C_p, спонтанной деформации x и упругой жёсткости c при собственном (a, $б$, $в$) и несобственном ($г$, $д$, $е$) сегнетоэластических переходах.

2-го рода в собств. С. при $T < T_к$ сдвиговая спонтанная деформация изменяется с T по закону $x \sim \eta \sim (T_к - T)^{1/2}$, а в несобственном — как $x \sim \eta^2 \sim (T_к - T)$. Соответствующая компонента жёсткости в собств. С. ведёт себя как $(T - T_к)$ выше и ниже $T_к$, т. е. при $T \to T_к$ в обеих фазах наблюдается уменьшение жёсткости c и падение скорости звука. В несобств. С. этого не происходит и при $T_к$ наблюдается скачок и(или) изменение температурного коэф. жёсткости.

В отличие от феноменологич. теории, микроскопич. теория конкретизирует механизм фазового перехода и рассматривает взаимодействие частиц, составляющих кристаллич. решётку, с учётом её трансляц. симметрии. Как и в случае сегнетоэлектриков, различают С. типа смещения и типа порядок — беспорядок.

С.— многочисл. класс кристаллов, претерпевающих **структурные фазовые переходы**. Кристаллохим. классификация С. группирует их по типу пространственной укладки «эластоактивных» высокосимметричных (октаэдрических или тетраэдрических) анионных или катионных комплексов, повороты или деформация к-рых могут приводить к понижению симметрии кристалла. Структурная классификация С. обычно указывает структурный тип «родоначальника» семейства изоморфных кристаллов (интернациональное назв. минерала). Семейства С. образуют пальмиериты $[Pb_3(PO_4)_2]$, фергюсониты $(BiVO_4)$, тейлориты (K_2CrO_4), тридимиты $(CsLiSO_4)$, лангбейниты $(K_2Cd_2SO_4)$, двойные тригональные молибдаты и вольфраматы $[KFe(MoO_4)_2]$, редкоземельные пентафосфаты (LaP_5O_{14}), фресноиты $(Ba_2TiGe_2O_8)$, диттеллуриты $(SrTe_2O_5)$, семейство $K_4Zn(MoO_4)_3$, С. с водородными связями H_3BO_3, $KH_3(SeO_3)_2$, перовскиты $(KMnF_3)$ и эльпасолиты $(Cs_2NaNdCl_6)$, каломель (Hg_2Cl_2).

Свойства С., и особенно С.-сегнетоэлектриков, обусловливают их применение. Напр., на основе редкоземельных молибдатов, в частности молибдата гадолиния, разработаны акустоэлектронные устройства, в к-рых используется взаимодействие распространяющейся акустич. волны с одиночной доменной стенкой или с регулярной полидоменной структурой. Они управляются электрич. полем или механич. напряжением. С. обладают высокой акустооптич. эффективностью (см. *Акустооптика*). Сегнетоэластич. фазовые переходы испытывают многие кристаллы — высокотемпературные сверхпроводники, а также ионные суперпроводники.

Лит.: Aizu K., Possible species of «ferroelastic» crystals and of simultaneously ferroelectric and ferroelastic crystals, «J. Phys. Soc. Japan», 1969, v. 27, p. 387; Janovec V., Dvořák V., Petzelt J., Symmetry classification and properties of equi-translation structural phase transitions, «Czech. J. Phys.», 1975, v. B25, p. 1362; Фазовые переходы в кристаллах галоидных соединений ABX_3. Кристаллохимия, структурные и магнитные превращения, Новосиб., 1981; Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984; Материалы I — IV Всесоюзных семинаров по физике сегнетоэластиков, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1979, т. 43, № 8, с. 1553; 1983, т. 47, № 3, с. 417; 1986, т. 50, № 2, с. 310; 1989, т. 53, № 7, с. 1233.

Н. Р. Иванов.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ — кристаллич. *диэлектрики* (полупроводники), обладающие в определённом диапазоне темп-р спонтанной поляризацией, к-рая существенно изменяется под влиянием внеш. воздействий. Структуру С. можно представить как результат фазового перехода кристалла с искажением структуры (понижением симметрии) из неполярной структуры (параэлектрич. фазы) в полярную (сегнетоэлектрич. фазу). В большинстве случаев это искажение структуры такое же, как и при воздействии электрич. поля на кристалл в неполярной (**параэлектрич.**) фазе. Такие С. наз. **собственными**, а искажение неполярной структуры связано с появлением спонтанной электрич. поляризации. В ряде С. поляризация возникает как вторичный эффект, сопровождающий перестройку структуры, к-рая не связана непосредственно с поляризацией и не может быть вызвана электрич. полем. Такие С. наз. **несобственными**.

Как правило, наблюдается фазовый переход непосредственно между сегнето- и параэлектрической (более симметричной) фазами. Однако есть кристаллы, в к-рых между этими фазами осуществляется промежуточная фаза с особыми свойствами — **т. н. несоразмерная фаза** (см. ниже).

Особенностью всех С. является относит. близость структур пара- и сегнетоэлектрич. фаз. Изменения ср. положений ионов при возникновении спонтанной поляризации обычно гораздо меньше, чем межионные расстояния. Поэтому спонтанная поляризация С. легко изменяется под влиянием внеш. воздействий — электрич. полей, упругих напряжений, изменений темп-ры и др. С этим связаны весьма высокие (по сравнению с обычными диэлектриками) значения диэлектрич. проницаемости, пьезоэлектрических (см. *Пьезоэлектрики*) и пироэлектрических (см. *Пироэлектрики*) постоянных.

Сегнетоэлектрич. свойства были впервые обнаружены у кристаллов сегнетовой соли $KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ (1921), а затем у дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (1935). Интенсивные исследования С. начались в 1945, когда были обнаружены сегнетоэлектрич. свойства керамики $BaTiO_3$ — родоначальника обширного семейства С. кислородно-октаэдрич. типа. В 60-х гг. начались исследования несобств. С., в сер. 70-х гг.— С. с несоразмерной фазой. К 1990 известно неск. сотен С.; характеристики нек-рых из них приведены в табл.

Характеристики некоторых сегнетоэлектриков (С — собственный, Н — несобственный, НС — с несоразмерной фазой)

Вещество	Формула	Тип	$T_к$, °С	Спонтанная поляризация насыщения ($T \ll T_к$), мКл/см²	Группа симметрии, в неполярной фазе	Группа симметрии, в полярной фаае
Титанат бария	$BaTiO_3$	С	133	25	$m3m$	$4mm$
Сегнетова соль . . .	$KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$	С	−18,24	0,25	222	2
Триглицинсульфат	$(CH_2NH_2CO \cdot OH)_3 \cdot H_2SO_4$	С	49	2,8	$2/m$	2
Дигидрофосфат калия	KH_2PO_4	С	−150	5,1	$42\bar{m}$	$m2$
Молибдат гадолиния	$Gd_2(MoO_4)_3$	Н	159	0,18	$\bar{4}2m$	$m2$
Фторберилат аммония	$(NH_4)_2BeF_4$	НС	−98	0,15	mmm	$m2$

Феноменологическая теория. *Фазовые переходы* в С.— переходы 2-го рода или 1-го рода, близкие ко второму. Для описания свойств С. в области фазовых переходов обычно используется теория Ландау, конкретизированная В. Л. Гинзбургом применительно к С. Теория исходит из факта существования фазового перехода при понижении темп-ры до $T = T_к$; характерной особенностью перехода является исчезновение нек-рых элементов симметрии, связанное со смещением из симметричных положений определённых типов атомов в кристаллич. решётке. Совокупность этих смещений связана с *параметром порядка* η, к-рый равен 0 при $T > T_к$. В собств. С. параметром порядка являются одна (одноосный С.) либо 2, 3 (многоосный С.) компоненты вектора поляризации $\boldsymbol{P}$. В одноосном собств. С. $P = a\eta$, где a — пост. коэффициент. В несобств. С. η является многокомпонентной величиной, связанной со смещениями атомов при переходе в несимметричную фазу.

В феноменологич. теории термодинамич. потенциал Ф кристалла рассматривается как ф-ция компонент параметра порядка. Для собственного одноосного С., свободного от механич. напряжений, в электрич. поле $\boldsymbol{E}$ имеем:

$$\Phi = \Phi_0(T) + \frac{1}{2}\alpha(T - T_к)\mathscr{P}_z^2 + \frac{1}{4}\beta\mathscr{P}_z^4 - E_z\mathscr{P}_z. \quad (1)$$

Здесь E_z, $\mathscr{P}_z$ — компоненты векторов поляризации $\mathscr{P}$ и электрич. поля $\boldsymbol{E}$ вдоль полярной оси кристалла z. Для несобственного одноосного С. (один из случаев):

$$\Phi=\Phi_0+\frac{1}{2}\alpha(T-T_к)\left(\eta_1^2+\eta_2^2\right)+\frac{1}{4}\beta_1\left(\eta_1^2+\eta_2^2\right)^2+$$
$$+\frac{1}{2}\beta_2\eta_1^2\eta_2^2-a\eta_1\eta_2\mathscr{P}_z-E_z\mathscr{P}_z. \quad (2)$$

Здесь η_1, η_2 — компоненты параметра порядка; a, α, β, β_1, β_2 — постоянные коэффициенты.

Равновесные свойства собственных и несобственных С. могут быть получены путём определения равновесных значений η_1, η_2, $\mathscr{P}_z$ из условия минимума термодинамич. потенциала Ф по отношению к этим величинам. Анализ приводит к зависимостям от темп-ры T компонент параметра порядка η, спонтанной поляризации $\mathscr{P}_z$, диэлектрич. проницаемости ε, теплоёмкости C_p для собственных С. (рис. 1). Так, спонтанная поляризация для собственных С.:

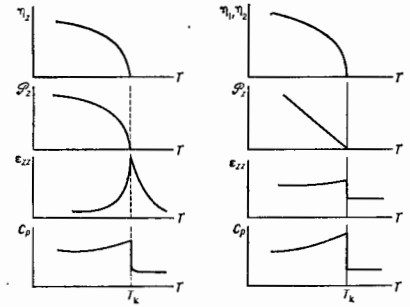


Рис. 1. Температурные зависимости компонент параметра порядка η_i спонтанной поляризации $\mathscr{P}_z$, диэлектрической проницаемости ε_{zz} вдоль полярного направления z, теплоёмкости C_p для собственных (*а*) и несобственных (*б*) сегнетоэлектриков.

$$\mathscr{P}_z\sim\eta_z=\pm\left[-\frac{\alpha(T-T_к)}{\beta}\right]^{1/2}; \quad (3)$$

для несобственных С.:

$$\mathscr{P}_z=\sim\eta_1\eta_2; \quad (4)$$

$$\eta_1^2=\eta_2^2=-\frac{\alpha(T-T_к)}{2\beta_1+\beta_2}. \quad (5)$$

«Вторичность» спонтанной поляризации в несобств. С. следует из того, что $\mathscr{P}_z\sim\eta_1\eta_2$. Диэлектрич. проницаемость в собств. С. при фазовом переходе 2-го рода следует закону Кюри — Вейса: $\varepsilon_{zz}=C/(T-T_к)$, где C — постоянная. В несобств. С. ε испытывает скачок при $T=T_к$. В обоих случаях теплоёмкость C_p меняется в точке фазового перехода скачком.

Поведение С. в области $T\sim T_к$, следующее из теории Ландау, экспериментально (в основном) подтверждается; имеющиеся расхождения связываются с *дефектами* кристаллич. структуры и флуктуац. эффектами. С позиций совр. теории фазовых переходов 2-го рода, теория Ландау не полностью учитывает нарастание флуктуаций параметра порядка η при $T\to T_к$. Поэтому она неверна в непосредств. близости к $T_к$. В результате зависимости характеристик кристалла от T оказываются вблизи $T_к$ неаналитическими. Область, где отклонения от предсказаний теории Ландау велики, в большинстве случаев узка, но тем не менее следует ожидать вблизи $T_к$, напр., отклонений от закона Кюри — Вейса (см. *Критические показатели*).

Из ур-ний (3)—(5) и рис. 1 следует, что в полярной фазе (при $T<T_к$) равновесные значения спонтанной поляризации $\mathscr{P}$, отвечающие минимуму термодинамич. потенциала Ф, могут быть положительны («+») и отрицательны («—»). Это означает, что в полярной фазе есть неск. направлений для вектора $\boldsymbol{P}$: для одноосных С.— 2, для трёхосных С.— 6 (по два вдоль каждой из эквивалентных кристаллографич. осей).

Доме́нная структура. Из сказанного следует, что существует неск. энергетически эквивалентных вариантов структуры полярной фазы (к-рые могут быть переведены одна в другую теми преобразованиями симметрии, к-рые исчезают при фазовом переходе). Это объясняет возможность разбиения С. на *домены* — области с разл. направлениями $\boldsymbol{P}$. В несобств. С. возможны, кроме того, домены с одним направлением $\boldsymbol{P}$, но различающиеся др. структурными характеристиками, т. е. знаком η (т. н. антифазные домены). Характер равновесной доменной структуры определяется требованием минимума полной энергии кристалла. В полярной фазе идеального С. при полной компенсации однородных по объёму электрич. и упругих полей (т. е. в электрически закороченном и механически свободном образце) доменная структура энергетически невыгодна, т. к. образование границы между доменами (доменной стенки) увеличивает энергию кристалла (поверхностная энергия доменной стенки положительна). Однако обычно С. разбиты на домены.

В незакороченных образцах разбиение на домены энергетически выгодно, т. к. возрастание энергии доменных стенок компенсируется уменьшением энергии электростатич. взаимодействия между разл. частями кристалла. Ввиду дальнодействующего характера электростатич. поля его значение в данной точке определяется распределением поляризации во всём объёме образца, его формой и размерами, условиями на границах. Поэтому расчёт равновесной доменной структуры в С., даже для образцов простейших форм, представляет собой сложную задачу, пока окончательно не решённую. Сложен и ожидаемый характер доменной структуры, согласно теории, она должна измельчаться («ветвиться») вблизи поверхности кристалла.

Однако доменная структура, отвечающая предсказаниям теории для идеального С., практически никогда не наблюдается. При образовании доменной структуры важную роль играет предыстория образца, напр. условия прохождения через точку Кюри $T_к$ в неравновесных условиях при первом охлаждении кристалла после его выращивания при повыш. темп-рах (см. *Гистерезис сегнетоэлектрический*), а также дефекты кристаллич. структуры. Кроме того, во многих С. на характер доменной структуры сильное влияние оказывает экранирование электрич. поля за счёт перераспределения свободных носителей заряда и перезарядки локальных центров (см. *Сегнетополупроводники*).

Влияние внешнего электрического поля на доме́нную структуру. В С. доменные стенки могут смещаться под действием электрич. поля, причём объём доменов, поляризованных по полю, увеличивается за счёт доменов, поляризованных против поля. Возможно также и зарождение новых доменов, поляризация в к-рых ориентирована вдоль $\boldsymbol{E}$. В реальных кристаллах доменные стенки обычно закреплены на дефектах и неоднородностях, т. е., для того чтобы перейти из одного положения в другое, доменной стенке нужно преодолеть энергетич. барьеры. В сильных электрич. полях эти барьеры сглаживаются и стенка может перемещаться по образцу относительно быстро. Возможно и перемещение стенки в слабых полях за счёт термоактивац. преодоления барьера, это перемещение может быть очень медленным. Энергетич. барьеры для перемещения стенки существуют и в бездефектных кристаллах благодаря дискретности атомной структуры, аналогично т. н. барьеру Пайерлса для перемещения *дислокаций*.

Перестройка доменной структуры С. под действием поля E определяет характер зависимости $\mathcal{P}(E)$ (рис. 2), имеющей вид петли гистерезиса (в переменном электрич. поле параметры петли существенно зависят от частоты изменения поля). В сильном поле кристалл становится однодоменным, при последующем уменьшении поля до 0 поляризация остаётся отличной от 0 ($\mathcal{P}_{ост}$) и обращается в 0 только при приложении достаточно большого поля противоположного знака (коэрцитивное поле E_c). Величина спонтанной поляризации $\mathcal{P}_s$ может быть определена по петле гистерезиса линейной экстраполяцией зависимости $\mathcal{P}(E)$ к значению $E = 0$. Характерно, что хотя для бездефектных кристаллов E_c должно обращаться в 0 (абсолютно «свободное» движение доменных стенок), практически оно остаётся конечным даже для весьма больших периодов изменения поля.

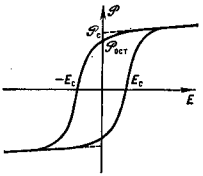


Рис. 2. Зависимость поляризации сегнетоэлектриков от электрического поля в полярной фазе; E_c — коэрцитивное поле, $\mathcal{P}_{ост}$ — остаточная поляризация, $\mathcal{P}_s$ — спонтанная поляризация.

Изменение поляризации кристалла под действием электрич. поля, связанное со смещением доменных стенок, обусловливает большую величину «доменного вклада» в величину диэлектрич. проницаемости ε многодоменного С. т. о., в С. величина ε зависит от напряжённости поля. Все монодоменные С. в полярной фазе — пьезоэлектрики, причём пьезоэлектрич. константы, связывающие деформацию кристалла с электрич. полем, аномально велики из-за больших ε (см. *Пьезоэлектрические материалы*). Пироэлектрич. постоянные С. также велики благодаря сильной зависимости $\mathcal{P}$ от T вблизи $T_к$.

Роль дефектов. Наличие в кристалле дефектов существенно влияет не только на динамику доменных стенок и процессы переполяризации, но и на температурные зависимости разл. физ. величин вблизи $T_к$. Это вызывает расхождение эксперим. данных с предсказаниями теории Ландау. Особенно сильным является влияние т. н. дефектов типа «случайное поле» в собств. С. Это дефекты, обладающие дипольным моментом в неполярной фазе. Если ввести такие дефекты так, чтобы направления их дипольных моментов были одинаковыми (напр., при легировании триглицинсульфата L—α-аланином), то даже при $E = 0$ кристалл становится полярным во всём интервале темп-р.

Приближённо влияние таких дефектов на свойства кристалла можно описать как наличие нек-рого внутреннего «смещающего поля». С. с дефектами, образующими «смещающее поле», важны для приложений, поскольку они устойчиво монодоменны и обладают поэтому стабильными характеристиками (напр., пиро- и пьезокоэф.). Внутреннее «смещающее поле» (как и внешнее) приводит к сглаживанию аномалий физ. параметров в области $T \sim T_к$ («размытие» фазового перехода), поскольку индуцирует электрич. поляризацию и в неполярной фазе. При наличии «смещающего поля» вид зависимости $\mathcal{P}(E)$ изменяется (рис. 3). Величина этого поля может быть определена по смещению петли гистерезиса вдоль оси E. При наличии в кристалле хаотически распределённых и хаотически ориентированных дипольных дефектов «смещающее поле» не возникает; для этого случая характерно размытие скачков и аномалий термодинамич. величин в области фазового перехода.

Экспериментально даже в наиб. совершенных кристаллах собств. С. наблюдается «сглаживание» аномалии ε вблизи $T_к$ (рис. 1), величина ε в точке перехода 2-го рода может служить мерой совершенства кристалла, поскольку в идеальном кристалле $\varepsilon \to \infty$ при $T \to T_к$.

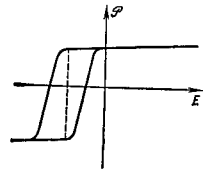


Рис. 3. Вид петли гистерезиса сегнетоэлектриков при наличии внутреннего «смещающего поля».

В нек-рых *твёрдых растворах*, напр. $Ba(Ti, Zr)O_3$, наблюдаются «размытые сегнетоэлектрич. переходы», когда в температурной зависимости ε есть широкий максимум. Его положение зависит от частоты переменного поля E, смещаясь в область низких темп-р при понижении частоты.

Сегнетоэлектрики с несоразмерной фазой. В нек-рых С. исчезновение спонтанной поляризации при нагревании объясняется изменением знака поверхностной энергии доменной стенки. В результате в кристалле спонтанно возникают др. доменные стенки, понижающие энергию системы. Параметры возникающей доменной структуры (в частности, размеры доменов) определяются взаимодействием стенок и являются характеристиками вещества (а не образца, как в случае обычных С.). Образующаяся многодоменная фаза наз. несоразмерной, поскольку период «решётки» доменных стенок сильно зависит от внеш. условий и не связан с периодом «основной» кристаллич. решётки (см. *Несоразмерная структура*).

Переходы из несоразмерной в полярную соразмерную фазу при понижении темп-ры могут быть скачкообразными и непрерывными. В последнем случае в несоразмерной фазе вблизи точки перехода $T = T_к$ расстояние между стенками велико и обращается в бесконечность при $T \to T_к$. Диэлектрич. проницаемость несоразмерной фазы, состоящей из таких доменов, непрерывно возрастает при $T \to T_к$, поскольку чем больше удалены друг от друга доменные стенки, тем легче они смещаются под действием электрич. поля. При подходе к $T_к$ со стороны соразмерной фазы рост ε не наблюдается.

Это верно только для состояния термодинамич. равновесия. Поскольку процесс установления равновесия включает рождение или исчезновение доменных стенок, а также изменение расстояния между ними, он занимает, как правило, длительное время, к-рое сильно увеличивается при наличии в кристалле дефектов. Поэтому наблюдаемая температурная зависимость $\varepsilon(T)$ вблизи перехода соразмерная — несоразмерная фаза иная при охлаждении образца, чем при его нагревании (рис. 4).

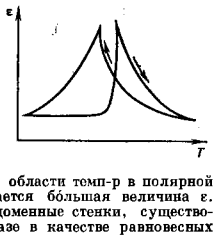


Рис. 4. Температурная зависимость $\varepsilon(T)$ в области фазового перехода соразмерная (полярная) — несоразмерная фаза при нагревании и охлаждении кристалла.

При охлаждении в нек-рой области темп-р в полярной соразмерной фазе наблюдается бо́льшая величина ε. Это объясняется тем, что доменные стенки, существовавшие в несоразмерной фазе в качестве равновесных

образований, остаются в нек-ром числе и в полярной фазе (как долгоживущие неравновесные образования) и их смещения под действием поля обеспечивают высокую ε. После выдержки в полярной фазе число доменных стенок уменьшается (в идеальном случае оно должно было бы стать равным 0), и при нагревании в полярной фазе новые стенки не появляются вплоть до темп-р, когда становится выгодным их рождение.

В несоразмерной фазе при повышении темп-ры расстояние между доменными стенками уменьшается и в конце концов становится сравнимым с шириной стенки. Распределение поляризации в пространстве становится синусоидальным, а при дальнейшем увеличении T амплитуда синусоиды уменьшается и обращается в 0 в точке фазового перехода из несоразмерной в неполярную фазу.

Микроскопическая теория. Изменение структуры неполярной фазы, переводящее её в полярную фазу, может быть описано как смещение ионов, сопровождающееся деформацией их электронных оболочек, или упорядочение нек-рых ионных групп, занимающих в неполярной фазе неск. эквивалентных положений. В первом случае принято говорить о фазовых переходах (системах) типа смещения, во втором — типа порядок — беспорядок. Чёткой границы между этими двумя типами систем не существует, поскольку в любом случае речь идёт об усреднённой по времени структуре. Фактически системы типа порядок — беспорядок можно выделить тем, что в них имеются ионы, для к-рых среднеквадратичное отклонение от ср. положения аномально велико.

Свойства двух предельных типов систем отличаются количественно; различны и механизмы сегнетоэлектрич. фазовых переходов в них. Для кристаллов типа смещения характерно наличие в спектре колебаний кристаллич. решётки «мягкой моды» — предельного оптич. колебания, частота к-рого ω_0 сильно уменьшается при приближении к точке перехода неполярная — полярная фаза.

Системы типа смещения. В системах типа смещения изменение параметра порядка η (компоненты $\mathscr{P}$) может быть приближённо описано ур-нием:

$$\tilde{m}\ddot{\eta}+L\dot{\eta}=-\partial\Phi/\partial\eta, \qquad (6)$$

где $\tilde{m}$ — эфф. масса осциллятора (колеблющейся подрешётки), L — кинетич. коэффициент. Учитывая ур-ние (1), получаем:

$$\ddot{\eta}+g\dot{\eta}+\omega_0^2\eta=0, \qquad (7)$$

где $g = L/\tilde{m}$ — эфф. коэффициент трения, ω_0 — собств. частота осциллятора, равная

$$\omega_0^2=\alpha(T-T_к)/\tilde{m} \text{ при } T>T_к; \qquad (8)$$

$$\omega_0^2=-2\alpha(T-T_к)/\tilde{m} \text{ при } T<T_к. \qquad (9)$$

Наличие мягкой моды в спектре колебаний решётки С. типа смещения, для к-рого справедливо ур-ние (6), следует из теории Ландау: собств. частота осциллятора ω_0, соответствующая параметру порядка η, обращается в 0 в точке фазового перехода. Зависимости типа (8), (9) наблюдались в колебат. спектрах многих С. для оптич. мод. Однако в большинстве случаев наблюдается более сложная картина эволюции колебат. спектра вблизи $T_к$, т. к. ур-ние (6) является приближённым.

Причины неустойчивости кристаллич. решётки относительно смещений ионов, приводящей к спонтанной электрич. поляризации, сложны, т. к. связаны с учётом всех сил, действующих между ионами. Для *ионных кристаллов* особую роль играют кулоновские силы; в частности, диполь-дипольные взаимодействия ионов могут давать отрицательный, дестабилизирующий вклад в суммарную потенциальную энергию кристаллич. решётки. Поле, действующее на ион, смещённый из положения равновесия так, что образуется точечный диполь, можно представить в виде:

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_{макро}+\boldsymbol{E}_{микро}, \qquad (10)$$

где $\boldsymbol{E}_{макро}$ — макроскопич. деполяризующее поле, обусловленное связанными зарядами на поверхности кристалла (его можно устранить, покрыв кристалл проводящей плёнкой), $\boldsymbol{E}_{микро}$ — часть поля, не зависящая от формы кристалла. Как показал Лоренц, $\boldsymbol{E}_{микро}=\beta\mathscr{P}$, где β — коэф., зависящий от структуры кристалла и от точки внутри *элементарной ячейки*, в к-рой определяется $\boldsymbol{E}$. В центре ячейки простого кубич. кристалла $\beta = 4\pi/3$. Т. о., энергия электростатич. взаимодействия, приходящаяся на один диполь, равна:

$$U_{эл.\text{-}ст}=-\frac{1}{2}\boldsymbol{E}_{микро}\mathscr{P}=-\frac{1}{2}\beta\mathscr{P}^2. \qquad (11)$$

Если в отсутствие кулоновского диполь-дипольного взаимодействия устойчива симметричная конфигурация атомов, то потенциальная энергия, приходящаяся на элементарную ячейку, обусловлена др. короткодействующими силами:

$$U_{кор}\approx\frac{1}{2}a\eta^2,\ a>0, \qquad (12)$$

где η — относит. смещение атомов разного типа из симметричных положений, a — коэф., описывающий короткодействующие силы некулоновского происхождения.

При наличии кулоновской составляющей к (12) необходимо добавить (11) и с учётом того, что $\mathscr{P}=e\eta/v_{яч}$, полный потенциал равен

$$U_{подн}\approx\frac{1}{2}\left(a-\beta e^2/v_{яч}^2\right)\eta^2. \qquad (13)$$

Из ф-лы (13) видно, что диполь-дипольное взаимодействие даёт дестабилизирующий вклад и, если $a < \beta e^2/v_{яч}^3$, то центр. положение подрешётки рассматриваемых ионов энергетически невыгодно, так что при $T = 0$ К кристалл находится в менее симметричной конфигурации с $\eta \neq 0$.

Системы типа порядок — беспорядок. Для систем типа порядок — беспорядок характерно существование для определённых ионных подрешёток или молекулярных комплексов потенциального рельефа с двумя минимумами (рис. 5). Для обычных кристаллов со сла-

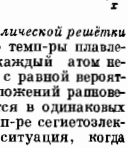


Рис. 5. Потенциальный рельеф, в котором происходит движение ионов разупорядоченной подрешётки в системах типа порядок — беспорядок.

бым ангармонизмом *колебаний кристаллической решётки* такая ситуация невозможна вплоть до темп-ры плавления. Выше точки фазового перехода каждый атом неупорядоченной подрешётки находится с равной вероятностью $W_I = W_{II}$ в одном из двух положений равновесия; при $T = 0$ К все атомы находятся в одинаковых «правых» или «левых» минимумах. Темп-ре сегнетоэлектрич. фазового перехода отвечает ситуация, когда благодаря взаимодействию между упорядочивающимися частицами $W_I \neq W_{II}$.

Система может быть приближённо описана гамильтонианом (см. *Изинга модель*):

$$\mathscr{H}=-\frac{1}{2}\sum_{R,R'}J_{RR'}\sigma_R\sigma_{R'}, \qquad (14)$$

где σ_R, $\sigma_{R'}$ — величины, принимающие значения +1 (положение I) или —1 (положение II), набор к-рых даёт полную картину положений атомов в неупорядоченной подрешётке, $J_{RR'}$ — постоянная, описывающая взаимодействие частиц, находящихся в положениях,

определяемых векторами $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{R}'$. Расчёт Ф в приближении самосогласованного молекулярного поля приводит к выражению типа (1), где

$$\mathscr{P}_z = \frac{N_{\mathrm{I}} - N_{\mathrm{II}}}{N} \frac{eb}{v_{яч}}.$$

Здесь e — заряд неупорядоченной частицы; N_{I}, N_{II} — ср. числа частиц в положениях I, II (рис. 5), $T_{\mathrm{K}} = J_0/k$, где $J_0 = \sum_{R,R'} J_{R,R'}$.

Для систем типа порядок — беспорядок постоянная Кюри — Вейса обычно на 2—3 порядка меньше, чем для систем типа смещения. Изменение энтропии S на 1 частицу при переходе от полного беспорядка ($T > T_{\mathrm{K}}$) к полному порядку ($T = 0$ К) $\Delta S = k\ln 2$; затухание тепловых флуктуаций параметра порядка η носит релаксац. характер.

Несмотря на традиц. представления о природе сегнетоэлектрич. свойств, уровень понимания сущности явления пока недостаточен. В частности, не решена общая проблема предсказания свойств кристалла исходя из его хим. состава и структуры. Не существует методов расчёта констант гамильтонианов для С. типа смещения или типа порядок — беспорядок; нельзя привести ни одного примера, когда открытие нового С. шло по пути направленного получения вещества с заранее заданными свойствами и темп-рой фазового перехода.

Однако кол-во С. непрерывно увеличивается, гл. обр. за счёт поиска новых материалов среди соединений, близких по составу и структуре к известным С. Появляются и новые классы С.; обнаружено дипольное упорядочение, близкое к сегнетоэлектрическому, в иек-рых типах смектических *жидких кристаллов* и *полимерах*; создаются *композиционные материалы*, свойства к-рых можно направленно изменять, варьируя состав сегнетоэлектрич. наполнителя и полимерной или стеклянной матрицы, а также характера связности.

Применение. С. широко используются в технике. Области их применения связаны с аномально большими значениями ε (конденсаторы, вариконды), пиро-, пьезоэлектрических, электрострикционных, электрооптич. постоянных, обусловленными наличием фазового перехода, а также с использованием явления переключения спонтанной поляризации. Используются нелинейно-оптич. свойства С. (см. *Нелинейная оптика*).

Большое значение имеет сегнетоэлектрич. керамика, используемая для создания электромеханических и механоэлектрич. преобразователей в широком диапазоне частот. К ним относятся излучатели звука (см. *Излучатели звука*), датчики микроперемещений, *гидрофоны*, акселерометры, стабилизаторы частоты и т. д. (см. *Пьезоэлектрические преобразователи*). В них в качестве осн. материала служат керамика на основе системы $Pb(TiZr)O_3$ (PZT) с разл. добавками, твёрдые растворы сложного состава с размытым фазовым переходом [напр., $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$ (PMN) с $T_{\mathrm{K}} = 0$°С, см. *Пьезоэлектрические материалы*].

В *микроэлектронике* С. пока не нашли столь обширных применений, как полупроводники, поскольку электронные устройства на С. плохо поддаются интеграции. Однако решены пек-рые технол. проблемы, связанные с получением тонких плёнок С. разного состава (в т. ч. PZT) со свойствами, близкими к монокристаллам. Переключение поляризации в таких плёнках толщиной $50 \div 5000$Å осуществляется малыми электрич. напряжениями; плёнки могут наноситься на полупроводниковые подложки. Системы оперативной памяти на основе тонких сегнетоэлектрич. плёнок перспективны. В устройствах *интегральной оптики* используются волноводные каналы на поверхности С., к-рые создаются путём диффузного легирования кристаллов, гл. обр. ниобата и танталата лития.

Лит.: Иона Ф., Ширане Д., Сегнетоэлектрические кристаллы, пер. с англ., М., 1965; Лайнс М., Гласс А., Сегнетоэлектрики и родственные им материалы, пер. с англ., М., 1981; Барфут Д., Тейлор Д., Полярные диэлектрики и их применения, пер. с англ., М., 1981; Струков Б. А., Леванюк А. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., 1983; Физика сегнетоэлектрических явлений, под ред. Г. А. Смоленского, Л., 1985; Рез И. С., Поплавко Ю. М., Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике, М., 1989; Фесенко Е. Г., Гавриличенко В. Г., Семенчев А. Ф., Доменная структура многоосных сегнетоэлектрических кристаллов, Ростов н/Д., 1990. *А. П. Девонюк, Б. А. Струков.*

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ДОМЕ́НЫ — см. *Домены, Сегнетоэлектрики.*

СЕДИМЕНТА́ЦИЯ (от лат. sedimentum — оседание) — оседание частиц дисперсной фазы в гравитац. поле или поле центробежных сил, обусловленное различием плотностей этой фазы и дисперсной среды. С. может приводить к расслоению дисперсной системы. Простейший случай С. — оседание взвешенных в жидкости или газе) твёрдых частиц в гравитац. поле; по скорости оседания частиц можно установить их размеры и гидродинамич. свойства.

С. макромолекул в центрифуге при высоких значениях центробежного ускорения — один из осн. методов определения мол. массы, распределения по массам, размеров, формы и гибкости макромолекул.

СЕЙСМОЛО́ГИЯ (от греч. seismós — колебание, землетрясение и lógos — слово, учение) — наука о землетрясениях (З.). Осн. задачи, решаемые С.: исследование структуры земных недр и процессов в очагах З., разработка методов уменьшения ущерба от сильных З. (сейсмич. районирование и прогноз З.), мониторинг (слежение, наблюдение) испытаний атомного оружия. Сейсмич. методы широко применяются при разведке полезных ископаемых, в частности нефти. С. стала интенсивно развиваться после 1889, когда в Потсдаме с помощью чувствит. маятников было зарегистрировано сильное З. в Японии.

Регистрация землетрясений. Регистрация упругих волн, вызванных З. или взрывом, выполняется с е й с м о г р а ф а м и. Как правило, сейсмич. обсерватория оснащается сейсмографами, регистрирующими три компоненты смещения: вертикальную, север — юг и восток — запад. Осн. элементом сейсмографа является массивное тело, крепящееся к корпусу прибора пружиной. При смещении корпуса, жёстко связанного с Землёй, это тело стремится сохранить прежнее положение. Смещения тела относительно корпуса преобразуются в электрич. сигналы и регистрируются в аналоговом или цифровом виде. Наим. смещения, регистрируемые сейсмографами, сравнимы с межатомными расстояниями (10^{-10} м), динамич. диапазон достигает 140 дб.

Сейсмические волны. *Упругие волны*, регистрируемые сейсмографами, принадлежат к неск. типам. По характеру пути распространения волны делятся на объёмные и поверхностные. В свою очередь объёмные волны подразделяются на продольные (P) и поперечные (S), а поверхностные — на *Рэлея волны* и *Лява волны*. Объёмные волны распространяются во всём объёме Земли, за исключением жидкого ядра, не пропускающего поперечные волны. Продольные волны связаны с изменением объёма и распространяются со скоростью $\sqrt{(\lambda+2\mu)/\rho}$, где λ — модуль сжатия, μ — модуль сдвига (см. *Модули упругости*), ρ — плотноость среды. Поперечные волны не связаны с изменением объёма, их скорость равна $\sqrt{\mu/\rho}$. Движение частиц в волне S происходит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В сферически-симметричных моделях Земли луч, вдоль к-рого распространяется волна, лежит в вертикальной плоскости. Составляющая смещения в волне S в этой плоскости обозначается SV, горизонтальная составляющая — SH. Пек-рые оболочки Земли обладают упругой анизотропией; в этом случае поперечная волна расщепляется на две волны с разл. поляризациями и скоростями распространения. Параметры земных недр изменяются по вертикали и горизонтали. Поэтому в процессе распространения объёмные волны испытывают отражение, преломление, обмен (превращение P в S и наоборот), а также дифракцию и

рассеяние. В результате запись З. (сейсмограмма) на большом расстоянии от источника распадается на ряд волновых пакетов или фаз. Отождествление фаз и определение координат источника выполняются с помощью набора стандартных таблиц (годографов), задающих время пробега как ф-цию пройденного рассеяния и глубины источника.

Поверхностные волны формируются в результате интерференции объёмных волн и распространяются в верх. оболочке Земли, эфф. толщина к-рой зависит от периода колебаний. Характерной особенностью поверхностных волн является дисперсия скоростей. Поверхностные волны Лява и Рэлея различаются скоростью распространения и поляризацией колебаний. Траектория частицы в волне Рэлея имеет составляющие *SV* и вертикальную; волны Лява имеют поляризацию *SH*.

Частотный спектр сейсмич. колебаний лежит в диапазоне от сотен Гц до $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ Гц. Колебания с частотами порядка сотен Гц регистрируются только вблизи источника. В НЧ-области (периоды порядка сотен секунд и более) сейсмич. волны приобретают характер собств. колебаний упругого шара. Собств. колебания Земли делятся на сфероидальные, имеющие поляризацию волн Рэлея, и крутильные с поляризацией волн Лява. Известный к настоящему времени спектр сфероидальных и крутильных колебаний Земли насчитывает неск. тысяч собств. частот.

Сейсмология и строение Земли. Представления о внутр. строении *Земли* в очень большой степени основаны на сейсмич. данных. В соответствии с этими данными Земля разделяется на кору, мантию, жидкую внешнюю и твёрдую внутреннюю части ядра. Кора отделяется от мантии границей Мохоровичича, находящейся под океанами на глубине ~10 км и погружающейся под материками до глубин порядка неск. десятков км. В большей части мантии скорости упругих волн растут с глубиной; исключениями являются зона на глубинах 100—300 км и слой D'' в подошве мантии. Наиб. рост наблюдается на глубинах 300—700 км, называемых зоной фазовых переходов или переходной зоной. Резкое увеличение скоростей происходит на сейсмич. границах, находящихся на глубинах ок. 400—650 км; последняя часто рассматривается как граница между верхней и нижней частями мантии.

Механич. добротность мантии различна для продольных и поперечных волн; слой пониженной скорости на глубинах 100—300 км одновременно является зоной пониженной добротности. Пониженной добротностью характеризуется также внеш. зона внутр. ядра. Вопросы зависимости добротности от частоты носят дискуссионный характер.

Сейсмич. исследования структуры глубоких земных недр тесно связаны с изучением конвекции, к-рая приводит в движение литосферные плиты и контролирует т. о. тектонич. активность Земли. Трёхмерные модели Земли в целом и более детальные модели отд. регионов строятся методами сейсмич. *томографии*. Использование этих моделей при геодинамич. построениях опирается на связь скоростей распространения упругих волн с темп-рой и плотностью среды. Наиб. контрастные неоднородности скоростей распространения волн обнаруживаются в верхних ($\approx$300 км) слоях мантии и в зоне D''. Важным объектом сейсмич. исследований являются образования с высокими скоростями распространения волн, связанные с погружёнными в мантию плитами океанич. литосферы; эти неоднородности прослеживаются до глубины не менее 1000 км. Объектами структурных исследований являются также рельефы границы ядро — мантия и др. сейсмич. границ. Направление течений в мантии оценивается по характеру связанной с ними упругой анизотропии, обусловленной упорядоченной ориентировкой кристаллов.

Сейсмичность и сейсмический очаг (источник сейсмич. волн). З. представляют одно из проявлений тектонич. активности Земли. По глубине очага З. разделяются на неглубокие, промежуточные (до 300 км) и глубокие. Макс. глубина очагов глубоких З. ок. 700 км; почти все они сосредоточены в области Тихоокеанского пояса. Происхождение глубоких З. связывают с разрядкой упругих напряжений в погружающихся плитах океанич. литосферы. Большинство неглубоких З. (глубина очага до 80 км) происходит у границ литосферных плит и связано с разрядкой упругих напряжений, накапливающихся при относит. движении блоков литосферы. Ок. 75% энергии неглубоких З. высвобождается в полосе, опоясывающей Тихий океан, и ок. 20% — в Альпийском поясе, протянувшемся от Средиземноморья до Гималаев. Помимо Тихоокеанского и Альпийского поясов местом сосредоточения большого числа неглубоких З. являются срединно-океанич. хребты. Кроме З. у границ литосферных плит известны сравнительно немногочисленные внутриплитовые З.

Величину З. характеризует параметр, называемый магнитудой (M) и оцениваемый по ф-ле вида

$$M = \lg(a/T) + C,$$

где a — амплитуда смещения в поверхностных волнах, T — период преобладающих колебаний, величина C учитывает зависимость амплитуды смещений от расстояния. Аналогичная классификация производится по наблюдениям P-волн. Практич. магнитуда оценивается по записям ми. сейсмич. станций. Удобство классификации З. по магнитуде объясняется тем, что величина M тесно связана с величиной высвобождённой при З. упругой энергии $\mathscr{E}$. Одна из ф-л, связывающих энергию (в эргах) с M, имеет вид

$$\lg \mathscr{E} = 12{,}24 + 1{,}44M.$$

Магнитуда сильнейших З. близка к 9, а соответствующая энергия $\sim 10^{25}$ эрг. В ср. по Земле число З. N связано с магнитудой M соотношением вида

$$\lg N = c - bM,$$

где c и b — постоянные ($b \approx 1$). Т. о., число З. логарифмически растёт с уменьшением магнитуды. Суммарная сейсмич. энергия почти полностью определяется вкладом сравнительно малочисленных сильнейших З.; они, как правило, относятся к категории неглубоких.

Для целей сейсмостойкого строительства чрезвычайно важны записи ускорений движения грунта в районе, окружающем очаг З. Такие записи получают с помощью спец. инструментов, рассчитанных на бо́льшие смещения, чем обычные сейсмографы. Однако инструментальных данных во мн. случаях оказывается недостаточно. Поэтому интенсивность сотрясений, вызванных З., измеряется в баллах по 12-балльной шкале. Балл обычно устанавливается по характеру повреждения построек и результатам опроса очевидцев. Сравнение с инструментальными данными показывает, что балл пропорционален логарифму макс. ускорения грунта. Результаты картирования балла в области, окружающей очаг З., представляются в виде схемы изосейст.

Кроме магнитуды и балльности очаг З. характеризуется рядом др. параметров, устанавливаемых в результате интерпретации сейсмограмм. Большинство результатов в этой области получено с помощью модели очага в виде разрыва со смещением по внутр. поверхности (дислокац. модель). Анализ излучения в разл. направлениях от источника позволяет установить плоскость разрыва и направление подвижки по разрыву. Результаты такого анализа для З. в разл. районах Земли послужили одним из аргументов, обеспечивших широкое признание идей тектоники плит. В случае волн, длина к-рых много больше возбудившего их разрыва, эквивалентом очага служит двойная пара сил, а из наблюдений определяется сейсмич. момент M_0: $M_0 = \mu \times$ ср. сдвиг $\times$ $\times$ площадь разрыва. Характерные значения M_0 лежат в диапазоне от 10^{30} дин·см (Чилийское З., 1960) до 10^{12} дин·см (для микроземлетрясений). При наблюдениях в КВ-области выясняется, что сильное З. является

результатом неск. или многих элементарных сдвигов. Общая длина разрыва для таких З. иногда достигает сотен км; вспарывание разрыва происходит со ср. скоростью, близкой к скорости распространения поперечных волн.

Сейсмическое районирование и прогноз землетрясений. Сильные З. часто происходят в малонаселённых районах, и приносимый ими ущерб невелик. Однако рост городов и строительство сейсмоопасных объектов (атомные электростанции, хим. заводы, высокие плотины) увеличивают сейсмич. опасность. Так, при Таншаньском З. 28 июля 1976 в Китае погибло неск. сотен тысяч человек. При Спитакском З. в Армении (1988) погибло неск. десятков тысяч человек, материальный ущерб достиг мн. млрд. рублей. Радикальный способ противостоять сильным З.— сейсмостойкое строительство. Высокая стоимость этого строительства вызывает необходимость районирования тектонически активных территорий по степени сейсмич. опасности. Оценка макс. балла для определ. территории основана на опыте, свидетельствующем, что сильные З., как правило, происходят на разломах земной коры, уже неоднократно порождавших похожие З. в прошлом. Характерный интервал времени между сильными З. на одном и том же участке разлома определяется индивидуальными особенностями разлома и может варьировать в пределах от десятков до тысяч лет. Сильные З., происходившие в доисторич. времена, оставили следы на местности, распознавание и интерпретация к-рых выполняется методами палеосейсмологии.

Предсказание З.— сложнейшая задача С. Для того чтобы предсказание имело практич. смысл, оно должно содержать три характеристики будущего З.: время, место, силу. Различают долгосрочный, среднесрочный и краткосрочный прогнозы З. Соответствующие сроки находятся в пределах от неск. лет до десятков лет, от неск. недель до неск. лет, менее неск. недель. Существ. прогресс достигнут только в долгосрочном прогнозе сильных З. Особенно полезной оказалась идея сейсмич. брешей: сильнейшие ($M \sim 8$) З. Тихоокеанского пояса происходят таким образом, что очаг каждого нового З. заполняет область, где такого З. не было в течение последних ~100 лет. Идея брешей позволила сделать неск. оправдавшихся долгосрочных прогнозов.

Краткосрочные прогнозы основаны на аномальных изменениях разл. геофиз. полей и деформациях земной поверхности, изменениях уровня грунтовых вод и их хим. состава, появлении предваряющих толчков — форшоков. Трудности прогноза связаны с тем, что явления-предвестники трудно отличить от фоновых вариаций полей. Известен только один бесспорный случай успешного краткосрочного прогноза, позволившего принять меры для спасения населения: предсказание Хайчэнского З. (1975) с магнитудой 7,3 в китайской провинции Ляонин. Решающим фактором в этом прогнозе было появление форшоков. Разработка эфф. методов краткосрочного прогноза требует длит. и систематич. изучения З. и предваряющих их явлений в разл. геологич. условиях.

При подводных З. опасность представляют очень длинные волны на поверхности воды — цунами. В наиб. степени воздействию цунами подвержены берега Тихого океана. Сравнительно низкая скорость распространения этих волн позволяет заблаговременно предупредить население о приближении цунами.

К проблеме сейсмич. опасности примыкает вопрос о техногенных З. Известно три вида деятельности человека, провоцирующей З.: заполнение крупных водохранилищ, закачка воды в скважины для увеличения нефтеотдачи и добыча твёрдых полезных ископаемых на большой глубине. Возникающие при этом З. обычно относятся к категории слабых.

Мониторинг ядерных взрывов. Наиб. эфф. метод дистанционного мониторинга подземных ядерных испытаний — сейсмический. Мониторинг имеет две стадии: обнаружение сейсмич. сигналов и распознавание взрывов среди З. Осн. критерий распознавания взрывов основан на различиях в пространственных координатах источников: ок. 90% всех сейсмич. событий идентифицируются как З. просто потому, что они происходят или слишком глубоко, или в районах, непригодных для ядерных испытаний. Сейсмич. источник типа взрыва представляет центр расширения и этим принципиально отличается от сдвиговой дислокации, моделирующей очаг З. Это приводит к ряду отличий в параметрах соответствующих волновых полей. Трудности распознавания возникают в случае слабого сигнала, когда наблюдается только малая часть волнового поля.

Возможности регистрации слабых сигналов лимитируются сейсмич. шумом. Наиб. силы этот шум (микросейсмы) достигает на периодах 5—8 с. Осн. источником микросейсм с периодами более 1 с служит волнение поверхности воды на обширных акваториях. На периодах менее 1 с в сейсмич. шуме присутствует техногенная составляющая.

Внеземная сейсмология. В кон. 1960-х гг. амер. экспедициями на Луне были размещены 5 сейсмич. станций, к-рые регистрировали ежегодно от 600 до 3000 слабых лунотрясений. Лунные сейсмограммы резко отличаются от земных очень длительной реверберацией, объясняемой высокой добротностью верх. оболочки Луны. Лунотрясения происходят на глубинах до 100 км и от 800 до 1000 км. Толчки второй (более глубинной) группы происходят преим. в те периоды, когда Луна максимально приближается к Земле. По сейсмич. данным, лунная кора имеет мощность от 60 до 100 км; на глубинах от 500 до 1000 км имеется зона пониженной скорости упругих волн.

В 1976 космич. аппаратом «Викинг» сейсмограф был установлен на поверхности Марса. Из-за высокого уровня помех ветрового происхождения достоверных данных о сейсмичности Марса получить не удалось.

Эфф. методом изучения внутр. структуры и динамики Солнца является *солнечная сейсмология*.

Сейсмическая разведка. Сейсмич. методы находят широкое применение при исследованиях структуры верх. части земной коры в связи с поисками полезных ископаемых, особенно нефти и газа. Сейсмич. колебания возбуждаются взрывами или механич. устройствами; сейсмоприёмники размещаются на поверхности Земли или в стволах скважин. Для картирования подземных структур используются преим. отражённые волны. Наиб. распространением пользуется методика общей глубинной точки. В этой методике для получения каждой точки отражающей границы служат записи большого числа источников и приёмников. Методы сейсморазведки широко применяют также для исследования структуры земной коры на всю её глубину.

Лит.: Аки К., Ричардс П., Количественная сейсмология, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Моги К., Предсказание землетрясений, пер. с англ., М., 1988.

Л. П. Винник.

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛА́КТИКИ — спиральные *галактики* с активными ядрами. Названы по имени К. Сейферта (C. Seyfert), обнаружившего в 1942 в спектрах десятка ярких спиральных галактик сильные эмиссионные линии водорода и др. элементов. С. г. (SyG) составляют подкласс *объектов с активными ядрами*. Поскольку такие объекты выделяют, как правило, по спектральным признакам, нет чёткого разграничения между SyG и *квазарами* (QSO). Напр., SyG IIZw 136 входит в список ярких квазаров, а квазар 3C 273 иногда включается в списки SyG. Хотя в ср. ширина водородных линий в спектрах квазаров значительно больше, чем в спектрах ядер SyG, пек-рые SyG по ширине линий сравнимы с квазарами. Возможно, квазары также являются активными ядрами спиральных галактик, т. к. у ряда квазаров обнаружены окружающие галактики, по пек-рым характеристикам — спиральные. Во мн. отношениях квазары и ядра SyG сходны между собой, так что в каталогах

квазары и SyG часто разделяют только по светимости (абс. *звёздной величине M*): SyG при $M > -23^m$; QSO при $M < -23^m$. Одно из осн. отличий — это контраст (отношение) светимостей ядра и всей галактики. Светимость ядер SyG составляет ≈20% от полной светимости галактики, у квазаров — больше 90%. С этим связаны нек-рые особенности ядер SyG: низкая степень поляризации излучения, порядка неск. процентов (у квазаров и «лацертид» до 30%); увеличение амплитуды переменности (в звёздных величинах) с уменьшением диаметра диафрагмы (с к-рой проводятся наблюдения) и длины волны (в УФ-диапазоне амплитуда значительно больше, чем в видимом) и др. Соответственно меняются и показатели цвета (см. *Астрофотометрия*) ядер SyG при изменениях блеска: в максимуме блеска они блики к показателям цвета квазаров ($U - B \approx -1^m$, $B - V \approx 0^m$), в минимуме — к показателям цвета спиральных галактик (Sa — Sb).

По виду спектра SyG делятся на три типа: Sy1 (широкие разрешённые и узкие запрещённые линии), Sy2 (и те и др. линии узкие) и Sy3 («лайнеры» — линии узкие, относительно велика интенсивность линий низкой ионизации). По этим признакам QSO можно отнести к типу Sy1. Кроме спектральных особенностей галактики Sy1 и Sy2 отличаются и др. характеристиками. Так, мощность рентг. излучения Sy1 в ср. на порядок больше, чем Sy2, амплитуда оптич. переменности также значительно больше, присутствует быстрая (характерное время $\tau < 1^d$) переменность излучения. С др. стороны, галактики Sy2 в ср. имеют более мощное радиоизлучение, более крутой спектр в ИК-диапазоне (что обусловлено в осн. тепловым излучением пыли), тогда как ИК-спектр Sy1 более плоский и ближе к спектру квазаров.

Наблюдавшиеся неоднократно переходы (по спектральным характеристикам) Sy1 в Sy2 (NGC4151) и наоборот (NGC1566) подчёркивают общность природы ядер SyG разных типов и доминирующую роль центр. источника. Исследование именно SyG позволит, видимо, решить проблему связи активности ядра с галактикой в целом. Существуют две точки зрения на проявление феномена активного ядра: SyG — фаза в эволюции любой спиральной галактики (короткая шкала жизни), SyG — особый класс объектов, отличающихся от «нормальных» спиральных галактик (длинная шкала). Если SyG, за исключением активного ядра, ничем не отличаются от «нормальных» спиральных галактик, то, видимо, справедлива первая точка зрения. Интенсивные исследования SyG (с кон. 1960-х гг.) дают свидетельства скорее в пользу второй гипотезы. Прежде всего, SyG отличаются от «нормальных» спиральных галактик того же морфологич. типа повыш. концентрацией поверхностной яркости. На расстоянии 1—10 кпк от ядра распределение поверхностной яркости спиральных галактик по радиусу r можно представить как r^{-n}. Показатель степени n для SyG в 1,5 раза больше, чем для нормальных спиральных галактик. Т. к. поверхностная яркость галактики определяется звёздами, то, во-первых, повыш. концентрация яркости означает повыш. концентрацию массы, а во-вторых, исключает гипотезу короткой шкалы жизни активного ядра, $\sim 10^8$ лет, поскольку звёздная составляющая галактики не может перераспределиться аа столь короткое время. Следовательно, время жизни активного ядра должно быть порядка возраста галактики, $\sim 10^{10}$ лет, т. е. SyG — особый класс объектов, а не фаза в эволюции любой спиральной галактики. Возможно, именно повыш. концентрация массы и порождает активное ядро.

Корреляция нек-рых характеристик ядер с градиентом поверхностной яркости также указывает на связь активности ядра с галактикой в целом. Зависимость от наклона галактики к лучу зрения отношения потока в эмиссионной линии H_β к рентг. потоку свидетельствует о плоской конфигурации области формирования широких линий, параллельной диску галактики. Зависимость амплитуды медленной составляющей переменности ядер Sy1 от наклона галактики указывает на то, что область формирования оптич. континуума (непрерывного спектра) также имеет плоскую структуру (возможно, аккреционный диск), параллельную плоскости галактики.

С. г., объекты типа BL Lac и квазары составляют, по-видимому, единую популяцию объектов с активными ядрами, природа центр. источников активных ядер также, скорее всего, одинакова. Разные наблюдательные проявления их обусловлены разл. дополнит. условиями — мощностью излучения, контрастом ядра, наклоном к лучу зрения, циклами активности и т. д.

Лит. см. при ст. *Объекты с активными ядрами*.

В. М. Лютый.

СЕ́КТОРНАЯ СКО́РОСТЬ — величина, характеризующая скорость возрастания площади, к-рую заметает радиус-вектор $\boldsymbol{r}$ движущейся точки, проведённый из нек-рого фиксиров. центра O. Численно С. с. v_s равна отношению элементарного приращения площади $d\sigma$ к соответствующему элементарному промежутку времени dt. С. с. можно представить в виде вектора $\boldsymbol{v}_s$, направленного перпендикулярно к площадке $d\sigma$; при этом $\boldsymbol{v}_s = [\boldsymbol{rv}]/2$, где $\boldsymbol{v}$ — вектор скорости точки, т. е. С. с. равна половине момента скорости точки относительно центра O. Если точка движется по плоской кривой и её положение определяется полярными координатами r и φ, то $\boldsymbol{v}_s = (1/2)r^2 d\varphi/dt$. Производная от С. с. по времени наз. секторным ускорением точки $\boldsymbol{w}_s = [\boldsymbol{rw}]/2$, гда $\boldsymbol{w}$ — ускорение точки.

Понятие о С. с. играет важную роль при изучении движения под действием центр. сил, т. к. в этом движении С. с. остаётся величиной постоянной.

С. М. Targ.

СЕКУ́НДА [от лат. secunda divisio — второе деление (первоначально градуса, а затем и часа)] (с, s) — 1) единица времени СИ. Различают: атомную С., воспроизводимую цезиевыми эталонами частоты и времени; эфемеридную С., размер к-рой связан с периодом обращения Земли вокруг Солнца (определяется на основании астр. наблюдений). Атомная С. равна 9192631770 периодам излучения, соответствующего энергетич. переходу между двумя уровнями сверхтонкой структуры осн. состояния атома цезия ^{133}Cs (резолюция 13-й Генеральной конференции по мерам и весам, 1967). Эталон времени и частоты (включающий атомно-лучевую трубку с пучком атомов Cs и радиоустройство, дающее набор электрич. колебаний фиксиров. частот) позволяет воспроизводить единицы времени и частоты с относит. погрешностью $\pm 1 \cdot 10^{-11}$. За эфемеридную С. принята 1/31556925,9747 доля тропич. года. Атомная и эфемеридная С. совпадают с точностью $2 \cdot 10^{-9}$.

2) Звёздная С. равна 1/86400 звёздных суток и составляет 0,99726966 атомной (эфемеридной) С.

3) Угловая С. ($''$) — внесистемная единица плоского угла. $1'' = (1/3600)^\circ = 4{,}848137 \cdot 10^{-6}$ радиан.

СЕЛЕКТИ́ВНОСТЬ в оптической спектрометрии — описывает способность *спектрального прибора* выделять узкие спектральные интервалы $\delta\lambda$ из сплошного спектра излучения в окрестности длины волны λ. Количественно характеризуется величиной $C = \lambda/\delta\lambda$. При полном подавлении излучения посторонних длин волн и при идеальном механиаме сканирования численные значения C совпадают со значениями *разрешающей способности* $R = \lambda/s_{эф}$, где $s_{эф}$ — ширина *аппаратной функции*. В применении к узкополосным интерференционным фильтрам отношение $\lambda/\delta\lambda$ иногда наз. добротностью.

В. А. Никитин.

СЕЛЕ́КЦИЯ МОД — прореженне спектра мод (собств. колебаний и волн) в системах с большим числом степеней свободы. Примером С. м. может служить удаление боковой стенки у эл.-магн. резонатора цилиндрич. конфигурации (рис. 1). Эта операция вносит большие

излучат. (дифракц.) потери в моды, образованные лучами с большим наклоном к оси системы, сохраняя относительно малое затухание (высокую добротность) лишь для мод, образованных лучами, почти перпендикулярными зеркалам. Благодаря этому зеркальный резонатор способен резонировать на дискретных, изо-

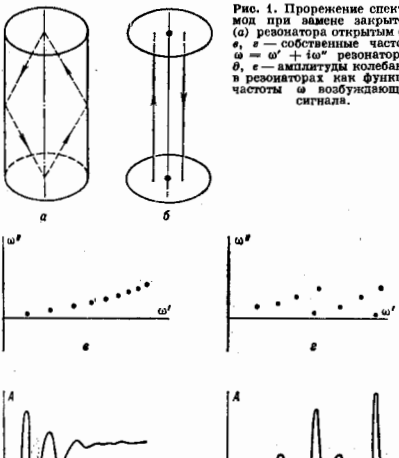


Рис. 1. Прорежение спектра мод при замене закрытого (а) резонатора открытым (б): ε, ε — собственные частоты $\omega = \omega' + i\omega''$ резонаторов, ϑ, e — амплитуды колебаний в резонаторах как функции частоты ω возбуждающего сигнала.

лиров. частотах в существенно более высокочастотной области спектра, чем исходный закрытый резонатор (на рис. 1 и далее зависимость полей от времени принята в виде $\mathrm{Re}[A\exp(i\omega t)]$).

Селективными свойствами обладает и зеркальный волновод (рис. 2), обеспечивающий малые излучат. потери для осн. моды (с простейшей, «одногорбой» поперечной структурой поля) и большие потери для мод

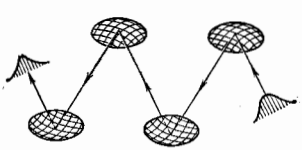


Рис. 2. Зеркальный волновод.

высших типов (с «многогорбой» поперечной структурой поля). Это стабилизирует структуру волнового потока и снижает искажения передаваемого сигнала.

Селективные свойства могут быть приданы волноводам и резонаторам и закрытого типа — спец. подбором формы (напр., волноводы П- и Н-образного сечений) и спец. расположением поглощающих вставок.

К С. м. прибегают при создании генераторов и усилителей любых типов (электронных вакуумных приборов, приборов полупроводниковой электроники, лазеров и т. п.) для обеспечения пространственно-временной когерентности выходного сигнала в режимах большой мощности. Простейшей моделью (рис. 3) могут служить два *колебательных контура*, нагруженных на общий активный (с проводимостью отрицат. знака) элемент: подбором соотношений между параметрами реактивных, диссипативных и активного элементов можно

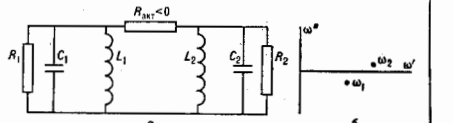


Рис. 3. Система колебательных контуров с общим активным ($R_{акт} < 0$) элементом и спектр её нормальных мод — затухающей ($\omega'' > 0$) и нарастающей ($\omega'' < 0$) во времени.

добиться того, чтобы на уровне малого сигнала условие нарастания $\omega'' < 0$ выполнялось лишь для одной из нормальных (связанных) мод системы. Даже если условие нарастания выполнено сразу для обеих мод, то при увеличении амплитуды *автоколебаний* нелинейность, присущая любой реальной *активной среде*, порождает взаимодействие (конкуренцию) «горячих» мод, что при определ. условиях может привести к установлению режима генерации единств. моды.

Возможности С. м. в генераторах и усилителях мощного излучения расширяются в случаях, когда проводимость активной среды обладает резонансной зависимостью от частоты или (и) — в случае среды с пространственной дисперсией — от постоянной распространения волны. Для С. м. используются и геом. факторы — различия в связи между активной средой и модами, обладающими разной пространственной структурой.

В природных условиях проявления С. м. можно усмотреть в структурах ветровых волн и перистых облаков, НЧ-колебаниях ионосферы под действием солнечного ветра и др. колебательно-волновых процессах с узкими частотными спектрами и узкой направленностью. С С. м. связаны и нек-рые случаи «сверхдальнего» распространения звуковых волн (типа эффекта шепчущей галереи).

Лит.: Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Yariv A., Introduction to optical electronics, 2 ed., N. Y.— [a. o.], 1976; Ковалев И. Ф., Петелин М. И., Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием, в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, 1981; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988. *Н. Ф. Ковалёв, М. И. Петелин.*

СЕЛЕН (Selenium), Se,— хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 34, ат. масса 78,96. Природный С.— смесь 6 изотопов: ^{74}Se, ^{76}Se— ^{78}Se, ^{80}Se и ^{82}Se, в к-рой преобладает ^{80}Se (49,7%), а меньше всего ^{74}Se (0,9%). Конфигурация внеш. электронных оболочек атома $4s^2p^4$. Энергии последоват. ионизации 9,752; 21,2; 32,0; 42,9 и 68,3 эВ соответственно. Атомный радиус 0,16 нм, радиус ионов Se^{4+} 0,069 нм, Se^{2-} 0,193 нм. Значение электроотрицательности 2,48. Сродство к электрону 2,02 эВ.

С. образует неск. полиморфных модификаций, наиб. устойчива кристаллич. модификация — т. н. серый С. с гексагональной решёткой (постоянные решётки a = 0,4363 нм, c = 0,4959 нм). Плотность серого С. 4,807 кг/дм^3. Красный С. имеет моноклинную решётку, существующую в α-форме (a = 0,9054 нм, b = 0,9083 нм, c = 1,601 нм, угол $\beta = 90°\ 42'$) и β-форме (a = 0,931 нм, b = 0,807 нм, c = 1,285 нм, $\beta = 93°\ 08'$). Существуют также стекловидный (аморфный) С. чёрного цвета и аморфный С. красного цветв. Все эти модификации при длит. хранении и выдерживании при темп-рах 100—150 °С переходят в гексагональную модификацию (серый С.). Серый С. имеет $t_{пл}$ = 221 °С, $t_{кип}$ = 685,3 °С,

уд. теплоёмкость c_p = 25,3 Дж/моль·К, его теплота плавления 6,7 кДж/моль, теплота испарения 30 кДж/моль, темп-ра Дебая 89 К. Уд. электрич. сопротивление $8 \cdot 10^{-2}$ Ом·м (при 0 °С), термич. коэф. электрич. сопротивления $0{,}6 \cdot 10^{-3}$ $К^{-1}$. С.— полупроводник, ширина запрещённой зоны серого С. 1,8 эВ, аморфного С. (в виде плёнки) — 2,2—63 эВ. Твёрдый С. диамагнетик, пары С. парамагнитны. Диэлектрич. проницаемость аморфного С. 6,24 (при 290 К). Тв. по Бринеллю серого С.~750 МПа, модуль нормальной упругости при растяжении 10,2 ГПа, модуль сдвига 6,6 ГПа.

В соединениях проявляет степени окисления —2, +4 и +6. Химически активен, по свойствам аналогичен S. Пары С. содержат молекулы разл. состава, между к-рыми может устанавливаться равновесие: $Se_2 \rightleftarrows Se_4 \rightleftarrows Se_6 \rightleftarrows Se_8$. С. и его соединения ядовиты.

Из С. изготовляют выпрямители, его применяют в полупроводниковой электронике. Высокие фотоэлектрич. свойства используют в селеновых фоторезисторах. Путём введения С. в стёкла создают оптич. материалы, поглощающие ИК-излучение. С. применяют также в металлургии, в реэнотехн. пром-сти и для др. целей. В качестве радиоакт. индикатора служит ^{75}Se (электронный захват, $T_{1/2}$ = 119,8 сут).

С. С. Бердоносов.

СЕМИИНВАРИА́НТЫ — то же, что *кумулянты*.

СЕ́НА ЭФФЕ́КТ (эстафетное движение ионов) — перенос заряда при движении атомных ионов в собств. газе, определяющийся резонансной *перезарядкой иона* на собств. атоме. Установлен Л. А. Сеной в 1947. Обычно сечение этого процесса значительно превосходит сечение упругого рассеяния иона на атоме, упругое рассеяние несущественно в переносе заряда. При небольших напряжённостях E внеш. электрич. поля, когда направленная скорость ионов значительно превышает тепловую скорость атомов, перенос заряда носит эстафетный характер. А именно: после очередной перезарядки ион практически останавливается, т. к. приобретает скорость атома, на к-ром произошла перезарядка. Далее вновь образовавшийся ион ускоряется во внеш. электрич. поле до следующей перезарядки. В сильных электрич. полях скорость эстафетного направленного движения ионов пропорц. $(E/p)^{1/2}$, а в слабых — E/p (p — давление газа).

Лит.: Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Л.— М., 1948; Смирнов Б. М., Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями, 3 изд., М., 1985.

Б. М. Смирнов.

СЕН-ВЕНА́НА ПРИ́НЦИП в теории упругости — принцип, согласно к-рому уравновешенная система сил, приложенная к к.-л. части поверхности однородного упругого тела, вызывает в нём напряжения, быстро убывающие по мере удаления от этой части. На расстояниях, бо́льших макс. линейных размеров области приложения нагрузок, напряжения и деформации оказываются пренебрежимо малыми. Т. о., С.-В. п. устанавливает локальность эффекта самоуравновешенных внеш. нагрузок. Сформулирован А. Сен-Венаном (A. Saint-Venant) в 1855.

Часто пользуются др. редакцией С.-В. п., а именно: если усилия, действующие на небольшую часть упругого тела, заменить другой, статически эквивалентной системой усилий (т. е. системой, имеющей ту же равнодействующую и тот же момент, что и заданная сила), действующей на ту же часть поверхности тела, то изменение в напряжённом состоянии произойдёт лишь в непосредств. близости и области приложения нагрузки; в точках же упругого тела, удалённых от места приложения усилий на расстояния, достаточно большие по сравнению с линейными размерами той поверхности, к к-рой они приложены, влияние перераспределения усилий будет ничтожно. Т. о., С.-В. п. позволяет один граничные условия (действующие силы) заменять другими (напр., более удобными для статич. расчёта) при условии, что равнодействующая и гл. момент новой заданной системы сил сохраняют свои значения. С.-В. п. применяется также при наличии упругопластич. деформаций.

Лит.: Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975.

СЕНСИБИЛИЗА́ТОРЫ (от лат. sensibilis — чувствительный) — вещества, способствующие повышению чувствительности др. веществ к к.-л. внеш. воздействию. С., напр., являются атомы благородных металлов и т. н. полиметиновые красители, повышающие светочувствительность галоидного серебра в фотоматериалах в ДВ-области спектра. С. в *кристаллофосфорах* служат атомы-доноры, поглощающие энергию возбуждения и передающие её безызлучательно атомам-акцепторам, в к-рых происходит излучат. переход (т. н. *сенсибилизированная люминесценция*).

СЕНСИБИЛИЗИ́РОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — люминесценция, возникающая в результате переноса энергии электронного возбуждения от одних оптич. центров (наз. донорами или сенсибилизаторами энергии) к другим (наз. центрами свечения или акцепторами энергии). В результате такого переноса в оптич. центрах возбуждения люминесценции появляются новые, обычно более интенсивные полосы, обусловленные поглощением энергии в сенсибилизиров. центрах, тогда как спектр люминесценции определяется энергетич. структурой центров свечения. Поэтому спектральные, инерционные и поляризац. свойства С. л. существенно отличаются от свойств обычной люминесценции; они сильно зависят от механизма переноса энергии возбуждения (резонансно-индукционный, обменный, рекомбинационный, кооперативный и т. д.), реализующегося в данной системе, от концентрации центров, их взаимного расположения и индивидуальных характеристик, а также условий возбуждения системы (напр., темп-ры).

С. л. наблюдается в разл. системах — порошкообразных кристаллофосфорах, молекулярных и диэлектрич. (лазерных) кристаллах, стёклах с редкоземельными ионами, тонких плёнках, растворах красителей, газах — при повышении нек-рых критич. значений концентраций взаимодействующих центров. Она применяется для повышения эффективности использования возбуждающего излучения (в поликристаллич. люминофорах для люминесцентных ламп, в т. н. миграционных лазерах и т. д.), для контроля или изучения взаимодействия оптич. центров в разл. средах (напр., при люминесцентном анализе биол. объектов). Пары оптич. центров подбирают таким образом, чтобы ионы сенсибилизирующего вещества хорошо поглощали возбуждающее излучение, а ионы, образующие центры свечения, испускали излучение с необходимыми характеристиками. Так, в типичных сенсибилизиров. люминофорах — сложных (напр., иттрий-скандий-галлиевых) гранатах — свет лампы накачки эффективно поглощается ионами Cr^{3+}, а индуциров. переходы возникают в ионах Nd^{3+}, обладающих предпочтительной для генерации излучения четырёхуровневой системой. В люминесцентных лампах используют, напр., пары ионов Ce^{3+} — Mn^{2+} или Pl^{2+} — Mn^{2+}, в к-рых сенсибилизирующий ион (Ce^{3+} или Pb^{2+}) хорошо поглощает узкополосное УФ-излучение ртутного разряда и почти полностью передаёт энергию возбуждения иону Mn^{2+}. В люминесцентном анализе находят применение пары красителей (напр., теазол жёлтый и аурамин), позволяющие по соотношению интенсивностей полос активатора и сенсибилизатора замечать уже небольшие изменения взаимного расположения их молекул (на десятки Å), что, напр., делает возможным изучать динамику мышечных сокращений.

С. л. обычно сопровождается значит. уменьшением интенсивности люминесценции сенсибилизирующих ионов, так что общий квантовый выход люминесценции не увеличивается, а в большинстве случаев несколько понижается. Однако в нек-рых системах (напр., в системах с редкоземельными ионами) при введении сенси-

билизатора удаётся получить и увеличение общего квантового выхода за счёт понижения вероятности относительно к.-л. безызлучат. процесса релаксации энергии возбуждения.

Лит.: Константинова-Шлезингер М. А., Химия эмиттерных гетеродесмических люминофоров, М., 1970; Агранович В. М., Галанин М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; Карнаухов В. Н., Люминесцентный спектральный анализ клетки, М., 1978. *Ю. П. Тимофеев.*

СЕПАРАТРИ́СА (от лат. separatrix) — траектория *динамической системы* с двумерным фазовым пространством, стремящаяся к седловому состоянию равновесия при времени $t \to \infty$ (устойчивая С.) или при $t \to -\infty$ (неустойчивая С.). Если С. стремится к седлу при $t \to \pm\infty$, то её (вместе с седлом) называют петлёй С. [1, 2]. В диссипативных динамич. системах из петли С. может рождаться *предельный цикл* [2]. В консервативных динамич.

Развёртка фазового цилиндра уравнения (•): траектория, отвечающая колебательному (*1*) и вращательному (*2*) движениям; *3*, *4* — сепаратрисы.

системах петли С. могут разделять *фазовое пространство* на области с разл. поведением траекторий. Напр., на фазовом цилиндре (рис.) динамич. системы, описываемой ур-нием маятника

$$d^2\varphi/d\xi^2 + a \sin\varphi = 0, \qquad (\bullet)$$

две петли С. отделяют область колебат. движений от области вращат. движений маятника (см., напр., [3]).

Для динамич. систем с размерностью фазового пространства, большей двух, устойчивые и неустойчивые многообразия седловых состояний равновесия и (или) седловых предельных циклов наз. многомерными С. или сепаратрисными многообразиями. Многомерные С. могут разделять фазовое пространство на области притяжения разл. аттракторов. Связанные с сепаратрисными многообразиями *бифуркации* могут приводить к возникновению *странных аттракторов*; напр., аттрактор Лоренца рождается в момент, когда неустойчивые С. седла пересекаются устойчивыми сепаратрисными многообразиями седловых предельных циклов.

Решения, отвечающие С., часто встречаются в разл. физ. приложениях. Они, в частности, описывают класс уединённых волн (*солитонов*) в нелинейных средах с дисперсией, а также разл. рода доменные стенки, *дислокации*, *дисклинации* и др. дефекты в таких средах.

Лит.: 1) Качественная теория динамических систем второго порядка, М., 1966; 2) Теория бифуркаций динамических систем на плоскости, М., 1967; 3) Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 4) Баронe А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984. *В. С. Афраймович.*

СЕ́РА (Sulfur), S, — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 16, ат. масса 32,066. Природная С.— смесь 4 изотопов: ^{32}S — ^{34}S и ^{36}S, в к-рой преобладает ^{32}S (95,02%), а меньше всего ^{36}S (0,02%). Конфигурация внешн. электронных оболочек $3s^2p^4$. Энергии последоват. ионизации 10,360; 23,35; 34,8; 47,30 и 72,5 эВ соответственно. Атомный радиус 0,104 нм, радиус иона S^{2-} 0,174—0,182 нм, S^{6+} — 0,034 нм. Значение электроотрицательности 2,5—2,6. Сродство к электрону 2,077 эВ.

Образует ряд полиморфных модификаций. До 95,6 °С устойчива лимонно-жёлтая модификация (α-S) с ромбич. решёткой, её постоянные $a = 1{,}04646$ нм, $b = 1{,}28660$ нм, $c = 2{,}44860$ нм; плотн. 2,085 кг/дм³ (20 °С), $t_{пл} = 112{,}8$ °С, $t_{кип} = 444{,}6$ °С. При темп-рах 95,6 — 119 °С устойчива медово-жёлтая модификация (β-S) с моноклинной решёткой, её постоянные $a = 1{,}090$ нм, $b = 1{,}096$ нм, $c = 1{,}102$ нм, угол $\beta = 86{,}16°$. Плотн. β-S 1,96 кг/дм³ (20 °С). При темп-ре выше 119,3 °С β-S переходит в жидкую модификацию λ-S, резкое охлаждение к-рой позволяет получить аморфно-красную пластич. модификацию μ-S. Известны и др. модификации С.

Для α-S уд. теплоёмкость $c_p = 22{,}61$ Дж/моль·К, теплота плавления 49,82 кДж/кг (при 385,8 К); для β-S $c_p = 23{,}65$ Дж/моль·К, теплота плавления 38,52 кДж/кг (при 392,3 К). Модификации α-S и β-S нерастворимы в воде, но хорошо растворяются в сероуглероде CS_2. С.— диэлектрик. Ширина запрещённой зоны для α-S 2,6 эВ, диэлектрич. проницаемость 3,6—4,0 (при 566 К). Твёрдая С.— диамагнетик, молекулы S_2 в парах парамагнитны. Теплопроводность монокристаллич. С. 0,46—0,48 Вт/м·К (10—15 °С), аморфной С.— 0,2094 Вт/м·К. Термич. коэф. линейного расширения для α-S $7{,}4 \cdot 10^{-5}$К$^{-1}$, для β-S $8 \cdot 10^{-5}$К$^{-1}$. Показатель преломления α-S 2,0377, β-S 1,96. Модуль нормальной упругости 18 ГПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления от −2 до +6, наиб. характерны −2, +4, +6. Химически активна, при нагревании реагирует с подавляющим большинством элементов. В парах С. возможно равновесие $S_2 \rightleftarrows S_4 \rightleftarrows S_6 \rightleftarrows S_8$.

Сульфид цинка ZnS и сульфид кадмия CdS — типичные люминофоры. H_2SO_4 — сильная кислота. Гексафторид серы SF_6 — газообразный диэлектрик, используемый в качестве активной среды в хим. лазерах. С. применяется также в сельском хозяйстве, реаиповой пром-сти, произ-ве искусств. волокна, взрывчатых веществ, пром-сти органич. синтеза, медицине и др. В качестве радиоакт. индикатора используют β-радиоакт. радионуклид ^{35}S ($T_{1/2}$ = 87,44 сут).

С. С. Бердоносов.

СЕРЕБРО́ (Argentum), Ag,— хим. элемент побочной подгруппы I группы периодич. системы элементов, ат. номер 47, ат. масса 107,8682, *благородный металл*. Природное С.— смесь ^{107}Ag (51,839%) и ^{109}Ag (48,161%). Известно с древности. Конфигурация внешн. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}5s^1$. Энергии последоват. ионизации 7,576; 21,487; 34,83 эВ. Энергия сродства к электрону 1,30 эВ. Радиус атома Ag 0,144 нм, иона Ag^+ 0,113 нм. Значение электроотрицательности 1,42.

В свободном виде С.— мягкий белый металл, обладающий кубич. гранецентриров. решёткой с параметром $a = 0{,}40862$ нм. Плотн. 10,49 кг/дм³, $t_{пл} = 961{,}9$ °С, $t_{кип} = 2170$ °С, теплоёмкость $c_p = 25{,}3$ Дж/(моль·К), теплота плавления 11,3 кДж/моль, теплота испарения 266,8 кДж/моль. Темп-ра Дебая 225,3К. Высоко электро- и теплопроводно, уд. электрич. сопротивление 0,0162 мкОм·м (при 0 °С), 0,0285 мкОм·м (при 200 °С), 0,0475 мкОм·м (при 500 °С); температурный коэф. электрич. сопротивления $4{,}1 \cdot 10^{-3}$К$^{-1}$ (при 0 °С), теплопроводность 453,0 Вт/(м·К) (при 0 °С). Термич. коэф. линейного расширения $18{,}8 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 300 К), $24{,}3 \cdot 10^{-6}$К$^{-1}$ (при 900 К). Обладает высокой отражат. способностью; С., осаждённое в вакууме на стекло, отражает 95% видимого света, 98% ИК-излучения, 10% УФ-излучения.

Высокопластичный, ковкий, тягучий металл; механич. свойства зависят от условий обработки. Для С., отожжённого при 600 °С, модуль нормальной упругости 72—75 ГПа, модуль сдвига 26—27 ГПа, твёрдость по Бринеллю 255—256 МПа. В хим. соединениях проявляет степень окисления +1, реже +2, +3 и (очень редко) +4. Химически малоактивно, не окисляется кислородом воздуха, при длит. хранении в атм. воздухе покрывается тёмной плёнкой Ag_2S. Бромид С. AgBr, а также хлорид AgCl, иодид AgI и др.— светочувствит. соединения. Металлич. С. применяют в качестве проводников и контактов в ответственных узлах аппаратуры, из него изготовляют детали эл.-техн. приборов, электроды, хим. посуду, зеркала. С. входит в состав разл. припоев, используемых для низкотемпературной пайки сталей, медных и др. сплавов. Эл.-хим. се-

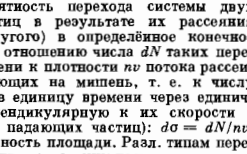
ребрение предохраняет металлич. поверхности от коррозии. Сплавы С. с Pd, Pt и др. благородными металлами обладают высокой коррозионной стойкостью. Светочувствит. соединения применяют в фото- и кинематериалах. Прозрачные для ИК-излучения AgCl и нек-рые др. соединения используют в ИК-приборах. В качестве радиоакт. индикатора служит β-радиоактивный ^{110m}Ag ($T_{1/2}$ = 249,9 сут). Широкое применение С. обусловило его дефицитность и быстрорастущую стоимость, а также необходимость утилизировать все содержащие С. детали из приходящей в негодность аппаратуры, отработанные растворы фиксажа и т. д.

С. С. Бердоносов.

СЕРОЕ ТЕЛО — тело, *поглощения коэффициент* к-рого меньше 1 и не зависит от длины волны излучения λ и абс. темп-ры T. Коэф. поглощения $\alpha_{\lambda,T}$ (наз. также коэф. черноты С. т.) всех реальных тел зависит от λ (селективное поглощение) и T, поэтому их можно считать серыми лишь в интервалах λ и T, где коэф. $\alpha_{\lambda,T}$ прибл. постоянен. В видимой области спектра свойствами С. т. обладают каменный уголь ($\alpha_{\lambda,T}$ = 0,80 при 400—900 К), сажа ($\alpha_{\lambda,T}$ = 0,94—0,96 при 370—470 К); платиновая и висмутовая черни поглощают и излучают как С. т. в наиб. широком интервале λ — от видимого света до 25—30 мкм ($\alpha_{\lambda,T}$ = 0,93—0,99).

С. т. является источником т. и. серого излучения — теплового излучения, одинакового по спектральному составу с излучением *абсолютно чёрного тела*, но отличающегося от него меньшей энергетич. *яркостью*. К серому излучению применимы законы излучения абсолютно чёрного тела — *Планка закон излучения*, *Вина закон излучения*, *Рэлея — Джинса закон излучения*. Понятие С. т. применяется в *пирометрии оптической*.

СЕЧЕ́НИЕ (эффективное сечение) — величина, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся частиц в результате их рассеяния (упругого или неупругого) в определённое конечное состояние. С. σ равно отношению числа dN таких переходов в единицу времени к плотности nv потока рассеиваемых частиц, падающих на мишень, т. е. к числу частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к их скорости v (n — плотность числа падающих частиц): $d\sigma = dN/nv$. Т. о., С. имеет размерность площади. Разл. типам переходов, наблюдаемых при рассеянии частиц, соответствуют разные С. Упругое рассеяние частиц характеризуют *дифференциальным сечением* $d\sigma/d\Omega$, равным отношению числа частиц, упруго рассеянных в единицу телесного угла, к потоку падающих частиц ($d\Omega$ — элемент телесного угла), и *полным упругим сечением* σ, равным интегралу



Схема, поясняющая упругое рассеяние «классической» частицы на «абсолютно твёрдом» шарике. Рассеянию на угол $\theta = \pi - \alpha$ отвечает прицельный параметр $\rho = R_0\sin(\alpha/2) = R_0\cos(\theta/2)$, сечение $d\sigma$ рассеяния в телесный угол $d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$ равно площади заштрихованного кольца: $d\Omega = 2\pi\rho d\rho = (\pi/2)R_0^2\sin\theta d\theta$, т. е. дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega = R_0^2/4$, а полное сечение упругого рассеяния равно геом. сечению шарика: $\sigma = \pi R_0^2$. При учёте квантовых (волновых) свойств частиц сечение получается иным. В предельном случае $\lambda \gg R_0$ ($\lambda = \hbar/p$ — длина волны де Бройля частицы, p — её импульс) рассеяние сферически симметрично, а полное сечение в 4 раза больше классического: $\sigma = 4\pi R_0^2$. При $\lambda \ll R_0$ рассеяние на конечные углы ($\theta \neq 0$) напоминает классическое, однако под очень малыми углами $\delta\theta \sim \lambda/R_0$ происходит волновое «дифракционное» рассеяние с сечением πR_0^2; т. о., полное сечение с учётом дифракции вдвое больше классического $\sigma = 2\pi R_0^2$.

дифференциального сечения, взятому по полному телесному углу. На рис. схематически изображён процесс упругого рассеяния точечных «классич.» частиц на шарике радиуса R_0 с «абсолютно жёсткой» поверхностью; полное С. рассеяния равно геом. сечению шарика: $\sigma = \pi R_0^2$.

При наличии неупругих процессов полное С. складывается из С. упругих и неупругих процессов. Для более детальной характеристики рассеяния вводят С. для отд. типов (каналов) неупругих реакций. Для *множественных процессов* важное значение имеют т. н. *инклюзивные сечения*, описывающие вероятность появления в данном столкновении к.-л. определ. частицы или группы частиц.

Если взаимодействие между сталкивающимися частицами велико и быстро падает с увеличением расстояния, то С. по порядку величины, как правило, равно квадрату радиуса действия сил или геом. сечению системы; однако вследствие специфич. квантовомеханич. явлений С. могут весьма существенно отличаться от этих значений (напр., в случаях резонансного рассеяния и *Рамзауэра эффекта*).

Эксперим. измерения С. рассеяния дают сведения о структуре сталкивающихся частиц. Так, измерения угл. зависимости С. упругого рассеяния α-частиц атомами позволили открыть атомное ядро, а С. упругого рассеяния электронов нуклонами — определить радиусы нуклонов и распределение в них электрич. заряда и магн. момента (т. н. эл.-магн. *формфакторы*). Изучение С. *глубоко неупругих процессов* рассеяния лептонов на нуклонах обнаружило составляющие их «точечные» частицы достаточно малых размеров — *партоны*.

В квантовой теории С. равно квадрату модуля *амплитуды рассеяния*. Полное С. рассеяния связано с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол *оптической теоремой*.

Понятие С. используется также в кинетич. ур-ниях, описывающих неравновесные процессы в статистич. физике.

С. С. Герштейн.

СЖА́ТИЕ — см. *Растяжение*.

СЖА́ТОЕ СОСТОЯ́НИЕ электромагнитного поля — состояние поля, при к-ром дисперсии флуктуаций канонически сопряжённых компонент поля не равны. Возможны классич. и квантовые С. с. В первом случае оказываются неравными дисперсии квадратур классич. флуктуаций (см. [1], с. 125); для квантового С. с. дисперсия любой одной канонически сопряжённой компоненты меньше дисперсии в когерентном состоянии. Понятие С. с. возникло в процессе изучения (1960—70-е гг.) статистич. характеристик излучения (долазерные эксперименты по корреляциям интенсивности), детального исследования необычных свойств лазерного света. Различают С. с. квадратурно-сжатые и состояния с подавленными флуктуациями числа фотонов или фазы.

Для когерентного состояния поля характерно пуассоновское распределение фотонов $p(n) = (\bar{n}^n/n!)e^{-n}$ с дисперсией $\sigma^2 = \bar{n}$. В поле с меньшей дисперсией флуктуаций подавлены квантовые флуктуации интенсивности, *статистика фотоотсчётов* сглажена во времени. В этом случае распределение фотонов более узкое, чем пуассоновское, и такое поле наз. *субпуассоновским*. Уровень шума детектирования излучения с субпуассоновской статистикой фотонов оказывается ниже уровня *дробового шума*. Поэтому использование эл.-магн. полей с субпуассоновской статистикой представляет интерес для высокочувствит. и высокоточных измерений, в оптич. связи и спектроскопии.

Схематичное представление С. с. на фазовой плоскости дано на рис. 1. Векторами обозначены ср. амплитуды, пунктиром — область неопределённости *когерент-*

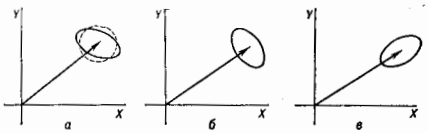


Рис. 1. Схематичное представление сжатых состояний электромагнитного поля на фазовой плоскости: *а* — произвольная ориентация эллипса сжатия; *б* — подавлены амплитудные флуктуации; *в* — подавлены фазовые флуктуации.

ного состояния, эллипсами — области неопределённости С. с. При соответствующей ориентации эллипса сжатия относительно регулярной составляющей поля возможно подавление как амплитудных (рис. 1,*б*), так и фазовых (рис. 1,*в*) флуктуаций.

В *квантовой оптике* напряжённость одномодового электрич. поля описывается оператором

$$\hat{E}=C[\hat{X}\sin(\omega t-kz)+\hat{Y}\cos(\omega t-kz)],$$

где $\hat{X}$ и $\hat{Y}$ — операторы квадратур:

$$\hat{X}=(a+a^+)/2,\ \hat{Y}=(a-a^+)/i2,$$

ω — частота, k — волновое число, z — направление распространения излучения, $C=\text{const}$, a и a^+ — операторы уничтожения и рождения фотона. Операторы квадратур удовлетворяют коммутац. соотношению $[\hat{X},\hat{Y}]=i/2$, а их дисперсии $\sigma_X^2=\langle\Delta\hat{X}^2\rangle$, $\sigma_Y^2=\langle\Delta\hat{Y}^2\rangle$ — соотношению неопределённостей

$$\sigma_X^2\sigma_Y^2\geqslant 1/16,$$

$\Delta\hat{X}=\hat{X}-\langle\hat{X}\rangle$, $\langle\hat{X}\rangle=\langle\psi|\hat{X}|\psi\rangle$, $|\psi\rangle$ — вектор состояния поля, $\langle\ldots\rangle$ — квантовомеханич. усреднение. В когерентном и вакуумном состояниях $\sigma_X^2=\sigma_Y^2=1/4$. В квантовом С. с. флуктуации одной из квадратур, напр., $\sigma_X^2<1/4$, тогда как $\sigma_Y^2>1/4$ или наоборот.

В случае классич. флуктуаций операторы a, a^+ заменяются комплексными амплитудами A, A^*, при этом квадратуры

$$X=(A+A^*)/2,\ Y=(A-A^*)/i2.$$

При классич. сжатии $\sigma_X^2\neq\sigma_Y^2$.

Поля в С. с. являются периодически нестационарными [1], в чём легко убедиться, используя классич. описание. Полагая квадратуры некоррелированными, для ср. интенсивности поля имеем:

$$\langle E^2\rangle=\left[\sigma_X^2+\sigma_Y^2+\left(\sigma_Y^2-\sigma_X^2\right)\cos 2(\omega t-kz)\right]/2.$$

Методы получения сжатых состояний основываются на нелинейных радиофиз. и оптич. процессах. В оптике С. с. могут возникать в трёх- и четырёхчастотных параметрич. взаимодействиях (см. *Взаимодействие световых волн*), при генерации высших гармоник, в аффектах самовоздействия, комбинац. рассеянии, многофотонных процессах и т. п. Возможно также непосредств. создание высокостабильных лазерных источников излучения, в к-рых подавление квантовых флуктуаций осуществляется либо депрессией шумов накачки, либо введением отрицат. *обратной связи*.

Преобразование вакуумного или когерентного состояния, к-рому соответствуют операторы a и a^+, в сжатое (соответственно операторы b и b^+) описывается операторным ур-нием в представлении Гейзенберга:

$$b=\mu a+\nu a^+,\ b^+=\mu^* a^+ +\nu^* a, \qquad (1)$$

где μ и ν — постоянные, удовлетворяющие соотношению $|\mu|^2-|\nu|^2=1$. Тогда дисперсии флуктуаций квадратурных компонент

$$\sigma_X^2=|\mu-\nu|^2/4,\quad \sigma_Y^2=|\mu+\nu|^2/4. \qquad (2)$$

Преобразование вакуумного состояния в сжатое иначе можно записать как [2]:

$$|\alpha,\xi\rangle=D(\alpha)S(\xi)|0\rangle, \qquad (3)$$

где $|0\rangle$ — вектор вакуумного состояния, а $D(\alpha)$ и $S(\xi)$ — операторы смещения и сжатия:

$$D(\alpha)=\exp(\alpha a^+-\alpha^* a), \qquad (4)$$

$$S(\xi)=\exp\left(\frac{1}{2}\xi(a^+)^2-\frac{1}{2}\xi^* a^2\right),$$

α и ξ — в общем случае комплексные числа.

Состояние $|0_s\rangle=S(\xi)|0\rangle$ принято называть вакуумным С. с. ($\alpha=0$).

С. с. возникает, напр., при вырожденном параметрич. взаимодействии. В поле интенсивной классич. накачки параметрич. усиление слабого сигнала описывается ур-нием для операторов в представлении Гейзенберга:

$$da/dz=\beta a^+, \qquad (5)$$

где β — комплексный коэф., зависящий от нелинейных свойств среды и амплитуды накачки. Решение (5) имеет вид:

$$a(z)=a_0\operatorname{ch}\Gamma z+e^{i\theta}a_0^+\operatorname{sh}\Gamma z, \qquad (6)$$

где $\Gamma=|\beta|$, $\theta=\arg\beta$, а операторы a_0 и a_0^+ — параметры на входе нелинейной среды.

Операторы квадратур преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned}\hat{X}(z)&=(\operatorname{ch}\Gamma z+\cos\theta\operatorname{sh}\Gamma z)\hat{X}_0+(\sin\theta\operatorname{sh}\Gamma z)\hat{Y}_0,\\ \hat{Y}(z)&=(\operatorname{ch}\Gamma z-\cos\theta\operatorname{sh}\Gamma z)\hat{Y}_0+(\sin\theta\operatorname{sh}\Gamma z)\hat{X}_0.\end{aligned} \qquad (7)$$

Аналогичные соотношения получаются и при полностью классическом описании параметрич. усиления (с заменой операторов комплексными амплитудами). Согласно (7), дисперсии квадратур при $\theta=0$

$$\sigma_X^2(z)=\sigma_X^2(0)e^{2\Gamma z},\ \sigma_Y^2(z)=\sigma_Y^2(0)e^{-2\Gamma z}, \qquad (8а)$$

а при $\theta=\pi$

$$\sigma_X^2(z)=\sigma_X^2(0)e^{-2\Gamma z},\ \sigma_Y^2(z)=\sigma_Y^2(0)e^{2\Gamma z}. \qquad (8б)$$

Поведение квадратур, т. о., существенно зависит от фазы накачки θ. Фазовая селективность рассматриваемого параметрич. процесса — важнейшая его особенность, исследованная в радиодиапазоне в пач. 1960-х гг. [4]. Тогда же были продемонстрированы возможности управления статистич. характеристиками эл.-магн. полей, снижения уровня фазовых флуктуаций, улучшения характеристик систем выделения сигнала из шума. Действительно, при соответствующей ориентации эллипса сжатия на фазовой плоскости, регулируемой выбором фазы накачки, подавление флуктуаций квадратуры приводит к снижению фазовых флуктуаций. Это просто показать на примере классич. С. с. Пусть напряжённость поля (эллипс ориентирован вдоль оси X)

$$E=(\langle X\rangle+\Delta X)\sin(\omega t-kz)+\Delta Y\cos(\omega t-kz) \qquad (9)$$

или

$$E=\rho\cos\varphi,$$

где

$$\rho^2=(\langle X\rangle+\Delta X)^2+(\Delta Y)^2,\ \operatorname{tg}\varphi=\Delta Y/(\langle X\rangle+\Delta X)\simeq \simeq\Delta Y/\langle X\rangle. \quad (10)$$

Флуктуации фазы φ связаны с флуктуациями квадратуры Y. Подавление флуктуаций ΔY приводит к изменению функции распределения фазы $w(\varphi)$. В связи с этим осн. метод исследования С. с. в радиодиапазоне состоит в измерении распределения $w(\varphi)$ [4].

К возникновению С. с. приводит также эффект с а м о в о з д е й с т в и я. При распространении излучения в среде с кубичной нелинейностью появляется фазовая добавка, пропорц. числу фотонов $n_0=a_0^+a_0$ (эффект фазовой *самомодуляции света*). Для одномодового излучения этот эффект описывается ур-нием

$$a_{(z)}=\exp(-i\gamma n_0 z)a_0, \quad (11)$$

где коэф. γ определяется кубичной нелинейностью среды. В случае исходного когерентного состояния $|\alpha\rangle$ с амплитудой α, где α — собств. значение оператора $a_0|\alpha\rangle=\alpha|\alpha\rangle$, и оптим. фазы сигнала $\varphi=\arg\alpha$, удовлетворяющей соотношению $\varphi=(1/2)\operatorname{arctg}\psi-\psi$, $\psi=\gamma|\alpha|^2z$, минимальная дисперсия квадратуры

$$\sigma^2_{\hat X}=[(1+\psi^2)^{1/2}-\psi]^2/4.$$

При этом дисперсия второй квадратуры максимальна:

$$\sigma^2_{\hat Y}=[(1+\psi^2)^{1/2}+\psi]^2/4.$$

При нелинейном оптич. преобразовании (11) статистика фотонов не меняется: $n(z)=a^+(z)a(z)=n_0$. Однако интерференция поля, находящегося в когерентном состоянии, с полем, преобразованным согласно (11), позволяет получить излучение с субпуассоновской статистикой [4].

Для регистрации С. с. оптич. излучении обычно используется балансное гомодинное детектирование (рис. 2). Сжатый свет, к-рому соответствуют операторы

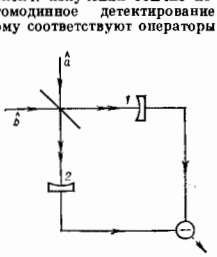


Рис. 2. Схема балансного гомодинного фотодетектирования: *1* и *2* — фотоприёмники в каналах.

a и a^+, смешивается с мощным когерентным излучением гетеродина (операторы b и b^+). Операторы уничтожения, описывающие излучение в каждом из каналов (индексы «1» и «2») после смешения, имеют вид:

$$a_1=(a+b)/\sqrt{2},\ a_2=(-a+b)/\sqrt{2}.$$

Для фотоприёмников с единичным квантовым выходом оператор разностного фототока равен

$$I=a_1^+a_1-a_2^+a_2=a^+b+b^+a\simeq\langle b\rangle a^++\langle b\rangle^*a.$$

Приближённая часть выражения соответствует излучению гетеродина в случае, когда его можно описывать классически: $\langle b^+b\rangle\gg1$. Подбором фазы гетеродина $\theta=\arg\langle b\rangle$ можно добиться того, чтобы разностный фототок определялся лишь одной из квадратур регистрируемого поля, напр.

$$I=|\langle b\rangle|(a+a^+)=2|\langle b\rangle|\hat X,$$

а его дисперсия — дисперсией этой квадратуры:

$$\langle\Delta\hat I^2\rangle=4|\langle b\rangle|^2\sigma^2_{\hat X}.$$

Если на входе гетеродина излучение в С. с. отсутствует, то дисперсия определяется вакуумными флуктуациями ($\sigma^2_{\hat X}=1/4$) и уровень дробового шума описывается ф-лой Шоттки. При подаче на смеситель излучения в С. с. уменьшается дробовой шум детектирования.

Др. способ исследования С. с. базируется на регистрации усиленной квадратуры компоненты. При сильном сжатии классич. и многомодовые квантовые С. с. обладают фазосопряжённым спектром, т. е. фазы фурье-компонент поля, расположенных симметрично относительно ср. частоты, комплексно сопряжены (равны по абс. величине, но имеют разные знаки). Это свойство приводит к тому, что при удвоении частоты широкополосного спектра С. с. в спектре второй гармоники формируется очень узкий пик [4]. Квантовая трактовка этого явления — смешение коррелиров. пар фотонов, рождаемых при параметрической люминесценции.

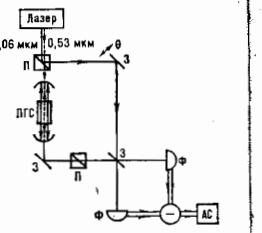


Рис. 3. Схема эксперимента по генерации сжатых состояний: задающий лазер генерирует излучение на длине волны $\lambda=1{,}06$ мкм (сплошные линии) и на $\lambda=0{,}53$ мкм (штриховая линия); перемещением одного из плоских зеркал вносится фазовая задержка θ; П — поляризатор; З — зеркало; Ф — фотодиод; АС — анализатор спектра; ПГС — параметрический генератор света.

Ярким подтверждением существования квантовых С. с. явился эксперимент [5], схема к-рого приведена на рис. 3. Здесь реализовано коллинеарное трёхфотонное параметрич. взаимодействие в оптич. резонаторе в допороговом режиме. Излучение накачки ($\lambda\simeq\simeq0{,}53$ мкм), представляющее собой вторую гармонику задающего лазера на гранате с неодимом, поступает в резонатор, где генерируется С. с. на $\lambda=1{,}06$ мкм. Одновремен. излучение задающего лазера с $\lambda=1{,}06$ мкм отщепляется от осн. пучка и смешивается с излучением в С. с. в схеме балансного гомодинного детектировании. Осн. результат эксперимента, заключающийся в появлении провалов под уровнем дробового шума, представлен на рис. 4, где изображена зависимость напряжения шума фототока от фазы гетеродина. Глубина провалов составляет прибл. 50%.

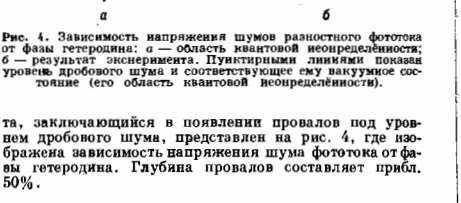


Рис. 4. Зависимость напряжения шумов разностного фототока от фазы гетеродина: *а* — область квантовой неопределённости; *б* — результат эксперимента. Пунктирными линиями показан уровень дробового шума и соответствующее ему вакуумное состояние (его область квантовой неопределённости).

Осн. причинами, препятствующими достижению глубокого сжатия, кроме техн. шумов являются любые потери излучения (в т. ч. и вследствие неединичного *квантового выхода* фотоприёмников), а также многомодовость реальных световых пучков, ограниченных как в пространстве, так и во времени. Деструктивная роль потерь объясняется их вероятностным характером: из пучка с нек-рой вероятностью осуществляется изъятие априорно неизвестных фотонов, и их поток, первоначально определённым образом упорядоченный, приобретает случайный характер, что и снижает глубину сжатия. В многомодовом излучении каждая мода может быть «сжата» по-своему, т. е. иметь разл. эффективность и ориентацию эллипса сжатия на фазовой плоскости. Поскольку при регистрации происходит аддитивное сложение мод, в результирующей картине возникает «размазывание» сжатия. Тем не менее возможно появление С. с. в сверхкоротких импульсах, спектр сжатия к-рых широкополосный. Это выгодно отличается от генерации С. с. в резонаторах, где сжатие проявляется лишь до диапазона МГц.

Эфф. формирование импульсов сжатого света возможно в процессе параметрич. усиления в поле импульсной накачки [6], а также в оптич. солитонах за счёт фазовой самомодуляции [4], необходимой для их формирования.

С. с. эл.-маги. поля достигается также подавлением квантовых флуктуаций в лазерах, при этом, как правило, генерируется свет с субпуассоновской статистикой фотонов, являющийся частным случаем С. с. Между интенсивностью генерируемого излучения и накачкой устанавливают отрицат. обратную связь. Здесь необходимо применение методов квантовых невозмущающих измерений интенсивности, чтобы не разрушить актом измерения субпуассоновского состояния. Возможны, напр., два варианта реализации таких измерений. Первый предполагает использование среды с кубичной нелинейностью, в к-рой при распространении генерируемого излучения осуществляется фазовая самомодуляция. Возникающий нелинейный фазовый набег регистрируется при прохождении той же среды слабым пробным пучком с последующим его гетеродинированием. В результате фазовая модуляция пробного пучка переходит в амплитудную, к-рая и используется в линии отрицат. обратной связи лазерной накачки. Второй вариант заключается в управлении накачкой невырожденного параметрич. генератора. При этом используется жёсткая взаимная корреляция фотонов в сигнальной и холостой волнах: они рождаются только одновременно. Фототок детектора, регистрирующего холостую волну, поступает в линию отрицат. обратной связи, регулирующей мощность накачки, тем самым стабилизируя амплитуду сигнальной волны. Последнее и приводит к возникновению в ней субпуассоновской статистики фотонов.

Генерировать субпуассоновский свет можно также стабилизируя квантовые флуктуации тока накачки полупроводникового лазера. Достичь субпуассоновской статистики электрич. сигнала (электронов) сравнительно несложно, напр. с помощью эффекта Кулона в электронно-лучевой трубке. При высокой эффективности преобразования заряж. частиц тока накачки в испускаемые фотоны (неединичная эффективность эквивалентна потерям) субпуассоновское состояние накачки переходит в генерируемый свет, т. е. из радиодиапазона в оптический. Можно использовать и обратный фотоэффект Франка — Герца, однако эффективность преобразования при этом оказывается ниже.

Подавление шума, связанного с созданием инверсной населённости в лазере, достигается также применением мощной импульсной периодич. накачки, к-рая переводит все электроны на верх. уровень рабочего перехода. При этом также создаются необходимые предпосылки для генерации субпуассоновского света.

До сих пор обсуждалось формирование С. с. эл.-магн. поля во времени. В общем случае можно говорить о пространственно-временно́м сжатии [4, 7], характеризующем области пространственных и временны́х частот, в к-рых квантовые флуктуации подавлены. Наглядным является пример пространственного сжатия при вырожденном параметрич. усилении когерентных волн с неколлинеарной геометрией взаимодействия. Сжатие в сигнальной и холостой волнах в отдельности отсутствует, но оно возникает при их интерференции с разностью фаз, кратной л. В частности, макс. сжатие проявляется в интерференц. максимумах. Число интерференц. полос на единицу длины определяет пространственную частоту сжатия. При параметрич. взаимодействии пучков с конечной апертурой пространственный спектр сжатия, очевидно, более сложный.

Лит.: 1) Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; 2) Смирнов Д. Ф., Трошин А. С., Новые явления в квантовой оптике, «УФН», 1987, т. 153, с. 233; 3) Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; 4) Ахманов С. А., Белинский А. В., Чиркин А. С., Фазовая бистабильность и мультистабильность в сосредоточенных и распределенных системах: классический и квантовый аспекты, в кн.: Новые физические принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Ахманова, М. А. Воронцова, М., 1990; 5) Wu L. и др., Generation of squeezed states by parametric down conversion, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 57, p. 2520; 6) Slusher R. E. и др., Pulsed squeezed light, «Phys. Rev. Lett.», 1987, v. 59, p. 2566; 7) Колобов М. И., Соколов И. В., Поведение сжатых состояний света в пространстве и квантовые шумы оптических изображений, «ЖЭТФ», 1989, т. 96, с. 1945; Килин С. Я., Квантовая оптика. Поля и их детектирование, Минск, 1990; 8) Быков В. П., Основные особенности сжатого света, «УФН», 1991, т. 161, № 10, с. 145; 9) Тайп М. К., Салех Б. Э. А., Сжатые состояния света, «УФН», 1991, т. 161, № 4, с. 101.

А. В. Белинский, А. С. Чиркин.

СЖИЖЕ́НИЕ ГА́ЗОВ — производят при охлаждении их ниже критич. темп-ры $T_к$ (см. *Критическая точка*). С. г. с критич. темп-рой выше темп-ры окружающей среды (Cl_2, NH_3, CO_2 и др.) производится сжатием их в компрессорах и последующей конденсацией в теплообменниках, охлаждаемых водой или холодильным рассолом. Для С. г. с критич. темп-рой ниже темп-ры окружающей среды их предварительно охлаждают с помощью соответствующих холодильных (криогенных) циклов.

Идеальный цикл С. г. приведён на рис. 1: *1 — 2* — изобарич. охлаждение газа от темп-ры T_0 до темп-ры T_2 начала конденсации (T_2 ниже $T_к$), изотерма *2—0*— конденсация газа; *1—3* — изотермич. сжатие газа, *3—0*— адиабатич. его расширение. Площадь под *1—2 — 0*

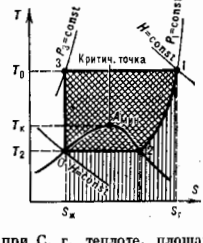


Рис. 1. *T* — *S*-диаграмма идеального цикла сжижения газов (*p* — давление, *H* — энтальпия).

соответствует отводимой при С. г. теплоте, площадь внутри *1 — 2 — 0— 3* — мин. работе $A_{мин}$ С. г.:

$$A_{мин}=T_0(S_г-S_ж)-(H_г-H_ж),$$

где $S_г$, $S_ж$ — энтропия, $H_г$, $H_ж$ — энтальпия газа и жидкости соответственно.

Давления, необходимые для идеального цикла С. г., составляют сотни тысяч атм, поэтому на практике цикл неосуществим. Реальные затраты энергии при С. г. обычно превышают $A_{мин}$ в 5—10 и более раз.

Совр. методы С. г. основаны на охлаждении предварительно сжатого газа при *Джоуля — Томсона эф-*

ффекте (т. е. при дросселировании — пропускании газа через пористую перегородку, кран, вентиль), изоэнтропич. расширении газа с совершением внеш. работы в детандере и при выпуске газа из сосуда пост. объёма (выхлоп). Процесс дросселирования необратим, идёт с возрастанием энтропии по закону: $H = \text{const}$. Инверсионная темп-ра всех газов (темп-ра, при к-рой положит. эффект Джоуля — Томсона становится отрицательным и газ начинает нагреваться), кроме H_2, He и Ne, на сотни градусов выше темп-ры окружающей среды, и поэтому они могут быть охлаждены и сжижены простым дросселированием. Инверсионные темп-ры H_2, He и Ne значительно ниже комнатных, поэтому их предварительно охлаждают (H_2 и Ne — жидким азотом, He — жидким водородом).

Термодинамически наиб. эффективен метод С. г. с помощью детандера; этот метод в пром. установках является основным. В поршневых детандерах сжатый газ движет поршень и охлаждается, в турбодетандерах — вращает турбину. В большинстве случаев после детандера газ дополнительно охлаждают дросселированием. Процесс расширения газа в детандере: $S = \text{const}$.

На рис. 2 приведены типовая схема установки для С. г. (*а*) и T — S-диаграмма (*б*) термодинамич. процессов в ней. После сжатия в компрессоре (*1—2*) и предварит. охлаждения в теплообменнике (*2—3*) поток сжатого газа делится на два: поток M отводится в детандер, где, расширяясь, производит работу, охлаждается (*3—7*) и охлаждает вторую часть сжатого газа 1 — M, к-рый затем дросселируется и сжижается. Теоретически расширение газа в детандере должно протекать при пост. энтропии (*3—6*), однако в результате разл. потерь реально идёт процесс *3—7*. В крупных установках С. г. применяют неск. детандеров, работающих в разных температурных интервалах. Спец. устройство позволяет получать сжиженный газ непосредственно в самом детандере и обходиться без дроссельной ступени.

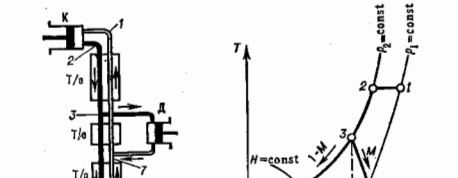


Рис. 2. Схема установки сжижения газов (*а*) и её T — S-диаграмма (*б*); К — компрессор, Д — детандер, Т/о — теплообменники, Др — дроссель, Сб — сборник.

Для сжижения небольших кол-в газа используются криогенно-газовые машины, представляющие собой комбинацию компрессора, теплообменного аппарата и детандера. С помощью таких машин получают темп-ры до 10 К, т. е. достаточно низкие для сжижения всех газов, кроме гелия (для сжижения гелия пристраивается дополнит. дроссельная ступень). В небольшом объёме С. г. может производиться при охлаждении испаряющейся жидкостью с более низкой (чем получаемая) темп-рой кипения. Так, с помощью жидкого азота можно сжижать кислород, аргон, метан и др. газы, с помощью жидкого водорода — неон. Такой процесс энергетически невыгоден и применяется только в лаб. условиях.

Подвергаемые сжижению газы должны быть очищены от примесей, к-рые имеют тем-ру замерзания более высокую, чем в цикле сжижения данного газа, и, затвердевая, могут закупорить теплообменную аппаратуру. Сжижение газов (N_2, O_2, H_2, природного газа и др.) — крупная отрасль хим. пром-сти.

Лит.: Справочник по физико-техническим основам криогеники, под ред. М. П. Малкова, 3 изд., М., 1985; Фрадков А. Б., Что такое криогеника, М., 1991.

А. Б. Фрадков.

СЖИМАЕМОСТЬ — способность вещества изменять свой объём под действием всестороннего *давления*. С. обладают все вещества. Если вещество в процессе сжатия не испытывает хим., структурных и др. изменений, то при возвращении внеш. давления к исходному значению нач. объём восстанавливается. Именно обратимое изменение занимаемого веществом объёма V под равномерным гидростатич. давлением p и наз. обычно С. (объёмной упругостью). Величину С. характеризует коэф. С. β, к-рый выражает уменьшение единичного объёма (или плотности ρ) тела при увеличении p на единицу:

$$\beta = -\frac{1}{V}\left(\frac{\Delta V}{\Delta p}\right) = \frac{1}{\rho}\left(\frac{\Delta \rho}{\Delta p}\right),$$

где ΔV и $\Delta\rho$ — изменения V и ρ при изменении p на величину Δp. $K = 1/\beta$ — *модуль объёмной упругости* (модуль объёмного сжатия, объёмный модуль); для твёрдых тел

$$K = EG/3(3G - E),$$

где E — модуль Юнга (см. *Модули упругости*), G — модуль сдвига. Для идеальных газов $K = p$ при любой темп-ре T. В общем случае С. вещества, а следовательно, K и β зависят от p и T. Как правило, β убывает при увеличении p и растёт с T. Часто С. характеризуют относит. плотностью $\sigma = \rho/\rho_0$, где ρ_0 — плотность при $T = 0$ °С и $p = 1$ атм.

Сжатие может происходить как при пост. T (изотермически), так и с одноврем. разогревом сжимаемого тела (напр., в адиабатном процессе). В последнем случае значения K будут бо́льшими, чем при изотермич. сжатии (для большинства твёрдых тел при обычной T на неск. %).

Для оценки С. веществ в широком диапазоне p используют *уравнения состояния*, выражающие связь между p, V и T. Определяют С. непосредственно по изменению V под давлением (см. *Пьезометр*), из акустич. измерений скорости распространения упругих волн в веществе. Эксперименты в *ударной волне* позволяют установить зависимость между ρ и p при максимальных экспериментально полученных давлениях. С. находят также из измерений параметров кристаллич. решётки под давлением, производимых методами *рентгеновского структурного анализа*. С. можно определить измеряя линейную деформацию твёрдого тела под гидростатич. давлением (по т. н. линейной С.). Для изотропного тела коэф. линейной С.

$$\frac{1}{L}\left(\frac{\Delta L}{\Delta p}\right) \approx \frac{1}{3}\beta,$$

где L — линейный размер тела.

С. газов, будучи очень большой при $p < 1$ кбар, по мере приближения их плотности к плотности жидкостей становится близкой к С. жидкостей. Последняя с ростом p уменьшается сначала резко, а затем меняется весьма мало: в интервале 6—12 кбар уменьшается примерно так же, как в интервале от 1 атм (10^{-3} кбар) до 1 кбар (примерно в 2 раза), при 10—12 кбар составляет 5—10% от нач. значения. При 30—50 кбар модули K жидкостей по порядку величины близки к K твёрдых тел. Для твёрдых тел при 100 кбар $\Delta\rho/\rho_0 \approx$ ≈ 15—25%. Для отд. веществ, напр. для щелочных металлов, $\Delta\rho/\rho_0 \sim 40\%$, для большинства др. металлов 6—15%. Линейная С. анизотропных веществ зави-

сит от кристаллографич. направлений (во всяком случае, до давлений в десятки кбар), причём вдоль направлений со слабым межатомным взаимодействием она может в 8—10 раз превосходить С. по направлениям, вдоль к-рых в кристаллич. решётке более сильная связь; изменение параметра решётки в этих направлениях в определ. интервале p может быть даже положительным (теллур, селен). С.— важнейшая характеристика вещества, к-рая позволяет судить о зависимости физ. свойств от межатомных (межмолекулярных) расстояний. Знание С. газов (паров), жидкостей и твёрдых тел необходимо для расчёта работ тепловых машин, химико-технол. процессов, действия взрыва, аэро- и гидродинамич. эффектов, наблюдающихся при движении с большими скоростями, и т. д.

Лит.: Варгафтик Н. Б., Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей, 2 изд., М., 1972; Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; см. также лит. при ст. *Давление высокое*.

Л. Д. Лившиц.

СИГМА-МОДЕЛИ (σ-модели) — модели теории поля, в к-рых m скалярных полей φ^i ($i = 1, \ldots, m$) могут рассматриваться как задающие отображение $\varphi\colon R^d \to M$ d-мерного пространства-времени R^d (произвольной сигнатуры) в нек-рое многообразие M размерности m с метрикой $g_{ij}(\varphi)$, причём действие имеет вид:

$$S=\int\frac{1}{\lambda^2}g_{ij}(\varphi)\partial_\mu\varphi^i\partial^\mu\varphi^j d^dx\ \ (\mu=1,\ldots,d). \qquad (1)$$

Здесь λ — безразмерная константа связи, x — точка d-мерного пространства-времени, $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$, $\partial^\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$ (по совпадающим верх. и нижн. индексам предполагается суммирование).

Исторически первая С.-м. возникла как эфф. теория безмассовых возбуждений в следующей задаче. Рассмотрим теорию $(n+1)$-компонентного поля $\boldsymbol{n}$ с действием

$$S=\int\left\{\frac{1}{\lambda^2}\partial_\mu\boldsymbol{n}\partial^\mu\boldsymbol{n}+V(\boldsymbol{n}^2)\right\}d^dx. \qquad (2)$$

Если потенциал $V(\boldsymbol{n}^2)$ обладает минимумом при $\boldsymbol{n}^2=1$, то вблизи минимума имеются одно массивное поле, описывающее флуктуации модуля $|\boldsymbol{n}|$, и n безмассовых полей, описывающих флуктуации направления поля $\boldsymbol{n}$ с сохранением величины $\boldsymbol{n}^2=1$. Безмассовые поля допускают интерпретацию как координаты φ^i ($i=1,\ldots,n$) на сфере $\boldsymbol{n}^2=1$, и вклад полей φ^i в действие (2) даётся ф-лой (1), где $g_{ij}(\varphi)$ — индуциров. метрика на сфере. Первое приложение этой схемы было связано с теорией трёх псевдоскалярных π-мезонов, к-рые отождествлялись с полями φ^i в случае $m=3$, а роль массивного поля $|\boldsymbol{n}|$ играла т. н. σ-частица, к-рая и дала назв. модели. Дальнейшее развитие в этом направлении привело к *Скирма модели*, эффективно описывающей низкоэнергетич. предел *квантовой хромодинамики* (КХД) и физику адронов.

С.-м. с действием (1) допускает два обобщения. Во-первых, вместо плоского d-мерного пространства-времени R^d можно рассматривать искривлённое. При этом в (1) появится метрика (гравитац. поле) $G_{\mu\nu}(x)$ и действие приобретёт вид:

$$S=\int\frac{1}{\lambda^2}g_{ij}(\varphi)\partial_\mu\varphi^i\partial_\nu\varphi^j G^{\mu\nu}(x)\sqrt{G}\,d^dx \qquad (3)$$

($G=\det G^{\mu\nu}$). Имеет смысл также рассматривать пространство-время произвольной топологии. Такие теории лучше всего изучены в случае $d=2$, они играют значит. роль в совр. теории струн (см. *Струн теория*). Для струнных приложений представляют также интерес С.-м., в к-рых M не являются многообразиями, а могут иметь разл. рода сингулярности, при этом действие должно быть доопределено в сингулярных точках. Во-вторых, при нек-рых значениях d (напр., $d=1, 2$) можно рассматривать суперсимметричные (см. *Суперсимметрия*) С.-м., в к-рых x^μ заменяются на координаты x^μ, θ в *суперпространстве* (θ — нечётная координата), а поля $\varphi^i(x)$ — на суперполя $\Phi^i(x,\theta)=\varphi^i(x)+\theta\psi^i(x)$. Здесь ψ^i — фермионные компоненты суперполей, к-рые можно интерпретировать как касательные векторы к многообразию M.

Совр. интерес к С.-м. объясняется гл. обр. их прямой связью с геометрией. Геом. структуры на многообразии M проявляются в физ. свойствах соответствующих С.-м. Напр., если M — однородное многообразие, $M=G/H$, то С.-м. (1) может быть альтернативным образом описана как С.-м. на $M=G$, взаимодействующая с дополнит. *калибровочным полем*, отвечающим группе H. Это одно из обстоятельств, связывающих С.-м. с теориями *Янга — Миллса полей*. Другие яркие примеры проявления геометрии M в структуре С.-м. связаны с суперсимметричными С.-м. В случае $d=2$ С.-м. обладает расширенной ($N=2$)-суперсимметрией, если многообразие M кэлерово, и ($N=4$)-суперсимметрией, если M гиперкэлерово (см. *Симплектическое многообразие*). В случае $d=4$ суперсимметричные С.-м. существуют только на кэлеровых многообразиях, а для ($N=2$)-суперсимметрии требуется гиперкэлерово многообразие. Несколько иные ограничения на геометрию M возникают, если строить суперсимметричную С.-м., взаимодействующую с *супергравитацией* [т. е. суперобобщение действия (3)].

С.-м. являются удобным инструментом исследования общих свойств квантовой теории поля (КТП). Уже при $d=1$ С.-м. позволяют исследовать проблему упорядочения операторов. В случае однородных многообразий или суперсимметричных С.-м. ставится и исследуется вопрос о совместимости разл. способов упорядочения со свойствами симметрии теории. Ми. С.-м. при $d=2$ оказываются очень похожими по своим свойствам на 4-мерные теории Янга — Миллса. В частности, имеются *асимптотическая свобода* и широкий спектр непертурбативных явлений, включая *спонтанное нарушение симметрии* и её восстановление, инстантонные флуктуации (см. *Инстантон*), образование конденсатов (в т. ч. фермионных пар в суперсимметричных С.-м.). Это позволяет оценивать применимость разл. непертурбативных методов, первоначально развитых для изучения явления *конфайнмента* в КХД (инстантонное исчисление, решёточные и компьютерные вычисления и др.), на другом, значительно более простом примере двумерной теории.

Выше отмечалось, что С.-м. обычно возникают как эфф. теории безмассовых полей в более общих нелинейных теориях поля. В важных приложениях эти степени свободы отвечают коллективным возбуждениям и не входят в число первичных полей исходной теории. Чаще всего в С.-м. поля описывают квазичастицы, возникающие при спаривании фермионов. По существу таковы упоминавшиеся π-мезоны (составленные из кварка и антикварка, окружённых глюонным облаком). Др. важные примеры имеются в физике твёрдого тела (*квантовый Холла эффект*, модели *сверхпроводимости* и др.) и в теории элементарных частиц (супергравитация и др.).

С.-м., описывающие квазичастицы, чаще всего отличаются от моделей с действием (1) — (3) добавлением аномальных слагаемых, связанных с нетривиальностью гомотопич. групп $\pi_d(M)$ и $\pi_{d+1}(M)$ (см. *Топология*). В первом случае такие слагаемые в действии наз. топологическими, во втором — весс-зуминовскими членами (J. Wess, B. Zumino, 1973). Первые изменяют непертурбативные свойства теории, вторые — проявляются и в теории возмущений. Важный пример *топологического заряда* при $d=2$ возникает уже в С.-м. на двумерной сфере, $M=S^2$, заданной условием $\boldsymbol{n}^2=1$:

$$\int\boldsymbol{n}[\partial_\mu\boldsymbol{n}\partial_\nu\boldsymbol{n}]\varepsilon^{\mu\nu}d^2x \qquad (4)$$

($\varepsilon^{\mu\nu}$ — антисимметрич. тензор, $\varepsilon^{12}=1$). Выражение под интегралом (с учётом условия $\boldsymbol{n}^2=1$) является

полной производной, $\partial_\mu K^\mu$ (нек-рого тока K^μ), и интеграл $\int K^0 dx^3$ определяет весс-зуминовский член в одномерной ($d=1$) С.-м. на $M=S^3$. Весс-зуминовский член при $d=2$ отвечает нетривиальной гомотопич. группе $\pi_3(M)$: в случае $M=S^2$ он связан с топологич. характеристикой отображения трёхмерной сферы в двумерную (известной в математике как инвариант Хопфа), а в случае $M=S^3$ — с топологическим зарядом, аналогичным (4).

При $d=2$ С.-м. является перенормируемой КТП, несмотря на сильную нелинейность действия. При этом в зависимости от выбора многообразия M С.-м. в рамках теории возмущений может быть асимптотически свободной или иметь ренормализац. поведение, отвечающее нуль-зарядной ситуации (см. *Нуль-заряд*). Двумерная С.-м. имеет тождественно нулевую *бета-функцию*, если она обладает ($N=4$)-суперсимметрией. Этого же можно добиться введением весс-зуминовского или топологического члена с подходящим коэф. без обращения к суперсимметрии и гиперкэлерову многообразию.

Весс-зуминовские члены и топологич. заряды возникают в эффективных С.-м. как отражение *аномалий* исходных фермионных теорий. Важную роль в С.-м. играют также их собственные квантовые аномалии. Аномальными могут быть d-мерная общекоординатная инвариантность в теории с действием (3), калибровочная H-симметрия в случае $M=G/H$, вейлевская симметрия $G_{\mu\nu}\to e^{\varphi(x)}G_{\mu\nu}$ [где $\varphi(x)$ — иек-рое вещественное поле], имеющаяся в теории с действием (3) при $d=2$.

Двумерные С.-м. с нулевой бета-функцией, являющиеся конформно-инвариантными (см. *Конформная инвариантность*), играют большую роль в теории струн, где они описывают всевозможные решения струнных ур-ний движения. В настоящее время активно изучается вопрос о классификации всех конформно-инвариантных теорий и развиваются общие методы вычислений в конформных С.-м. Наиб. существ. продвижение в этом направлении достигнуто пока для более узкого класса ($N=2$)-суперконформных моделей при $d=2$, классификация к-рых близка к классификации особенностей в *катастроф теории*.

Лучше всего изучены одномерные С.-м. На совр. этапе исследований осн. внимание уделяется развитию теории двумерных С.-м., как из-за их относит. простоты, так и из-за явной связи с теорией Янга — Миллса и теорией струн. Общая матем. теория таких С.-м. должна включать в себя теорию бесконечномерных и квантовых *Ли алгебр*, но она ещё не разработана. Единый подход к изучению многомерных ($d>2$) С.-м. пока отсутствует.

Лит.: Gell-Mann M., Lévy M., The axial vector current in β-decay, «Nuovo Cim.», 1960, v. 16, p. 705; Witten E., Supersymmetry and Morse theory, «J. Diff. Geom.», 1982, v. 17, p. 661; Perelomov A., Chiral models: geometrical aspects, «Phys. Reps», 1987, v. 146, p. 136.

А. Ю. Морозов.

СИГНА́Л в теории информации — физ. процесс, значения параметров к-рого отображают передаваемое *сообщение*. С., с одной стороны, определяется

физ. природой канала, по к-рому происходит его распространение (акустич., эл.-магн. и т. д.), с другой — параметрами, несущими сообщение,— информационными параметрами С. Отображение сообщения в С. осуществляется путём модуляции (рис.), обратный процесс, извлекающий сообщение из С., наз. демодуляцией.

Генератор носителя порождает процесс (наз. носителем), описываемый ф-цией времени t:

$$f(t)=f(a,b,c,\ldots,t).$$

Величины a, b, c,... представляют собой в отсутствие модуляции пост. параметры. В модуляторе эти информ. параметры изменяются в зависимости от поступившего сообщения. Так, если сообщение — число, то приращение информ. параметров пропорц. этому числу.

Если в качестве носителя выбрано гармоинч. колебание, $f(t)=A\sin(\omega t+\varphi)$, то информ. параметрами являются амплитуда A, частота ω и начальная фаза φ. Носитель $f(t)$, т. о., может быть подвергнут амплитудной (АМ), частотной (ЧМ) и фазовой (ФМ) модуляции. АМ широко применяется в телефонии, ЧМ — в телевидении, ФМ — в системах телеуправления и радиосвязи.

Если носителем является последовательность импульсов определ. формы, напр. прямоугольной, то информац. параметрами будут амплитуда, полярность, длительность, частота следования.

При передаче по каналу С. $S(t)$ взаимодействует с помехой $Z(t)$ — физ. процессом, вносящим дополнительные по сравнению с модуляцией изменения в значениях его информац. параметров.

Принятый сигнал $Y=\hat{V}(S,Z)$ отличается от $S(t)$, называемого полезным С., здесь $\hat{V}$ — нек-рый оператор. В частном случае, когда оператор выражается в сумму, $Y=S+Z$, помеха наз. аддитивной. Возможны и более сложные случаи — мультипликативная помеха, *замирание* сигнала и т. д. Развиты теория и методы фильтрации, обнаружения, выделения полезного С. на фоне помех.

А. Н. Ефимов.

СИ́ЛА в механике — величина, являющаяся осн. мерой механич. действия на данное материальное тело др. тел. Это действие вызывает изменение скоростей точек тела или его деформацию и может иметь место как при непосредств. контакте (давление прижатых друг к другу тел, трение), так и через посредство создаваемых телами полей (поле тяготения, эл.-магн. поле). С. $\boldsymbol{F}$ — величина векторная и в каждый момент времени характеризуется численным значением, направлением в пространстве и точкой приложения. Сложение сил производится по правилу параллелограмма. Действующая С. может быть постоянной (С. тяжести), а может определ. образом зависеть от времени (перем. эл.-магн. поле), скорости (С. сопротивления среды) и положения в пространстве точки приложения С. (С. тяготения). Прямая, вдоль к-рой направлена С., наз. линией действия С. Если тело можно рассматривать как недеформируемое (абсолютно твёрдое), то С. можно считать приложенной в любой точке на линии её действия.

Измерение С. производят статич. или динамич. методами. Статич. метод основан на уравновешивании измеряемой С. другой, заранее известной. Динамич. метод основан на законе динамики $m\boldsymbol{w}=\boldsymbol{F}$, позволяющем, если известна масса m тела и измерено ускорение $\boldsymbol{w}$ его свободного поступат. движения относительно *инерциальной системы отсчёта*, найти силу F.

Единицами измерения С. служат ньютон (Н) или дина (дин); 1 дин $=10^{-5}$ Н и 1 кгс $\approx 9{,}81$ Н.

С. М. Таре.

СИ́ЛА ЗВУ́КА — см. *Интенсивность звука.*

СИ́ЛА ИЗЛУЧЕ́НИЯ — то же, что *энергетическая сила света.*

СИ́ЛА ИНЕ́РЦИИ — векторная величина, численно равная произведению массы m материальной точки на её ускорение $\boldsymbol{w}$ и направленная противоположно ускорению. При криволинейном движении С. и. можно разложить на касательную, или тангенциальную, состав-

ляющую J_τ, направленную противоположно касат. ускорению w_τ, и на нормальную, или центробежную, составляющую J_n, направленную вдоль гл. нормали траектории от центра кривизны; численно $J_\tau = m|w_\tau|$, $J_n = mv^2/\rho$, где v — скорость точки, ρ — радиус кривизны траектории. При изучении движения по отношению к *инерциальной системе отсчёта* С. и. вводят для того, чтобы иметь формальную возможность составлять ур-ния динамики в форме более простых ур-ний статики (см. *Д'Аламбера принцип*, *Кинетостатика*).

Понятие о С. и. вводится также при изучении *относительного движения*. В этом случае, присоединив к действующим на материальную точку силам взаимодействия с др. телами переносную силу $J_{пер}$ и *Кориолиса силу* инерции, можно составить ур-ния движения этой точки в подвижной (неинерциальной) системе отсчёта так же, как и в инерциальной. *С. М. Targ.*

СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА — безразмерная величина, через к-рую выражаются вероятности квантовых переходов в процессах излучения, фотопоглощения и кулоновского возбуждения атомных, молекулярных или ядерных систем. С помощью С. о. находят вероятности спонтанного и вынужденного испускания и поглощения света, поляризуемости атомов, ширины уровней энергии и спектральных линий и др. важные характеристики систем. С. о. вводят для описания дипольных электрических и магнитных, а также электрич. квадрупольных излучений [1—5]. В случае электронных переходов в атомах электрич. дипольные С. о., как правило, порядка десятых долей единицы, а для магн. дипольных и электрич. квадрупольных переходов — порядка 10^{-6}—10^{-8}.

С. о. для электрич. дипольного перехода между состояниями $|i\rangle$ и $|f\rangle$ с энергиями $\mathscr{E}_i = \hbar\omega_i$ и $\mathscr{E}_f = \hbar\omega_f$

$$F_{fi} = \frac{2m}{\hbar e^2}(\omega_f - \omega_i)|\langle f|\hat{D}_z|i\rangle|^2,$$

где m и e — масса и заряд электрона, $\hat{D}_z$ — оператор проекции дипольного момента. В атомной физике для переходов типа $|nl\rangle \to |n'l'\rangle$ (n и l — главное и орбитальное квантовые числа) вводят С. о. $\overline{F}_{nn'}$, усреднённые по магн. квантовым числам начального $|i\rangle$ и конечного $|f\rangle$ состояний и не зависящие от направления поляризации. Анализ С. о. для атомных переходов позволяет установить важные закономерности, имеющие врикладное значение в физике газовых лазеров, плазмы и атмосферы, в астрофизике.

Для характеристики дифференциальных сечений возбуждения и ионизации атомов заряж. частицами вводят обобщённую С. о. $F_{fi}(k)$ [6, 7], к-рая в одночастичном приближении выражается через формфактор перехода:

$$F_{fi}(k) = \frac{2m}{\hbar k^2}(\omega_f - \omega_i)|\langle f|e^{i\mathbf{kr}}|i\rangle|^2,$$

где $\hbar k$ — передаваемый в процессе рассеяния электрону импульс. Удобство понятия С. о. как характеристики квантовых переходов связано с наличием ряда теорем о суммировании. Для системы, состоящей из N электронов, справедливо *правило сумм*, сформулированное Х. Бете (H. Bethe) в 1930:

$$\sum_f F_{fi}(k) = N.$$

В соответствующем дипольном приближении имеет место правило сумм Томаса — Райхе — Кюна (W. Thomas, F. Reiche, W. Kühn, 1925), выполняющееся для произвольных атомов и молекул, во внеш. полях и без них, для любого направления поляризации, а также вне зависимости от того, являются ли разл. операторы угл. момента интегралами движения:

$$\sum_f F_{fi} = N.$$

Для оценки относит. вклада процессов испускания и поглощения в атомной физике выводятся и др. частные правила сумм для средней С. о. $\overline{F}_{nn'}$.

Обычно С. о. находят экспериментально, измеряя времена жизни возбуждённых атомных или молекулярных состояний или интенсивностей испускания и поглощения. В измерениях 2-го типа используют источники излучения, для к-рых могут быть найдены или вычислены абс. или относит. значения населённостей возбуждённых уровней. Эксперим. данные по относит. значениям дифференциальных сечений ионизации атомов электронным ударом сопоставляются с расчётами для обобщённых С. о., что позволяет апробировать теоретич. выбор волновых ф-ций и применимость первого, борновского приближения в теории столкновений.

Правила сумм Бете и Томаса — Райхе — Кюна являются частными случаями общей ф-лы суммирования для матричных элементов эрмитовых операторов $\hat{A}$:

$$\sum_s (\mathscr{E}_s - \mathscr{E}_i)|\langle s|\hat{A}|i\rangle|^2 = \frac{1}{2}\langle i|[\hat{A},[\hat{H},\hat{A}]]|i\rangle,$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан системы, $|i\rangle$ и $|s\rangle$ — его собств. ф-ции с соответствующими значениями энергии $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_s$, $[\hat{A},\ \hat{B}] \equiv \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ — коммутатор операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$. Выход за рамки этих частных случаев осуществляется, с одной стороны, уточнением таоретич. моделей изучаемых процессов, с другой — сопоставлением этих результатов с прецизионными экспериментами. Так, напр., исследуются релятивистские эффекты в тяжёлых атомах и межэлектронные корреляции. Многочастичные эффекты изучают вводя более чувствительные к корреляциям суммы С. о. с нелинейным энергетич. весом. Для молекулярных систем с анизотропным распределением плотности в нач. состоянии вводят правила сумм, описывающие тензорную связь мультипольных моментов.

В ядерной физике [8] поправки к обычным правилам сумм вводятся из-за зависимости от скорости межнуклонного взаимодействия и самосогласованного одночастичного потенциала, из-за наличия статич. парного потенциала, а также ввиду возможного учёта барионных возбуждений. Зависимость электрич. моментов от изобарич. состояний приводит к зарядовообменному вкладу в сумму С. о. В ядрах с избытком нейтронов асимметрию возбуждений, стимулированных разными компонентами изовекторных моментов, характеризуют правилом сумм С. о. с тензорной структурой в изотопич. пространстве (см. *Изотопическая инвариантность*). Суммы С. о. используются при исследовании колебаний формы сферич. ядер и относит. вкладов в коллективные возбуждения деформиров. ядер вращат. и вибрац. переходов. В проблеме ядерного дипольного резонанса при фотопоглощении С. о. связывают с зависимостью от скорости эфф. взаимодействия между частицами на орбитах вблизи уровня Ферми.

Лит.: 1) Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; 2) Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; 3) Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977; 4) Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; 5) Фано У., Купер Дж., Спектральные распределения сил осцилляторов в атомах, пер. с англ., М., 1972; 6) Мотт Н., Месси Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 3 изд., М., 1969; 7) Inokuti M., Inelastic collisions of fast charged particles with atoms and molecules — The Bethe theory revisited, «Rev. Mod. Phys.», 1971, v. 43, № 3, p. 297; Inokuti M., Itikawa Yu., Turner J. E., то же, там же, 1978, v. 50, № 1, p. 23; 8) Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, т. 2 — Деформация ядер, пер. с англ., М., 1977.

Г. Л. Юдин.

СИЛА СВЕТА — одна из осн. *световых величин*, характеризующая свечение источника видимого излучения в пек-ром направлении. Равна отношению *светового потока*, распространяющегося от источника внутри элементарного телесного угла, содержащего данное

направление, к этому телесному углу. Единица С. с. в Междунар. системе единиц (СИ) — *кандела* (кд). Понятие С. с. применимо на расстояниях от источника, намного превышающих его размеры. *Д. Н. Лазарев.*

СИЛА ТОКА электрического — величина (I), характеризующая упорядоченное движение электрич. зарядов и численно равная кол-ву заряда ΔQ, протекающего через определ. поверхность ΔS в единицу времени: $I = \Delta Q/\Delta t \to dQ/dt$.

В гауссовой системе единиц С. т. имеет размерность $[I] = L^{3/2}M^{1/2}T^{-2}$ и измеряется в единицах СГС, к-рые иногда наз. статамперами. В СИ единица С. т. является основной и носит назв. *ампер* (1 А $\approx 3\cdot 10^9$ СГС).

Часто в качестве синонима С. т. говорят просто о токе или об электрич. токе, напр. «ток в цепи» или «отношение напряжения к току» и т. п. Для уточнения распределения тока в пространстве вводят вектор *плотности электрического тока* $\mathbf{j}(\mathbf{r},t)$, и тогда С. т., или суммарный ток, протекающий через площадку ΔS, определяется как поток вектора $\mathbf{j}$ через эту площадку $I = \int_{\Delta S} \mathbf{j}d\mathbf{S}$. Следовательно, $j_n = \lim_{\Delta s \to 0} (\Delta Q/\Delta S)$ (где $\boldsymbol{n}$ — нормаль к ΔS; при этом I считается положительным, если в направлении $\boldsymbol{n}$ переносится положит. заряд). В т. н. линейных проводниках распределение $\mathbf{j}$ однородно по сечению и $I = j\Delta\sigma$, где $\Delta\sigma$ — нормальное сечение проводника. Плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r},t)$ и плотность электрич. заряда $\rho(\mathbf{r},t)$ составляют пространственную и временну́ю компоненты единого 4-вектора плотности тока, 4-дивергенция к-рого равна нулю (т. е. этот 4-ток является чисто вихревым). В 3-мерном представлении это даёт ур-ние непрерывности

$$\nabla\cdot\mathbf{j} + \partial\rho/\partial t = 0,$$

выражающее закон сохранения электрич. заряда. Его интегральная форма

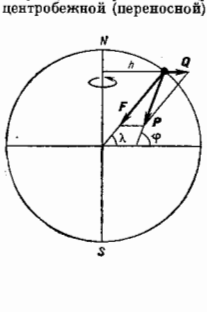
$$I = \oint_S \mathbf{j}d\mathbf{S} = -\partial Q/\partial t \equiv -\frac{\partial}{\partial t}\int_V \rho dV$$

показывает, что ток, протекающий через замкнутую поверхность S, охватывающую объём V, равен изменению во времени суммарного заряда Q, сосредоточенного внутри V.

Измерения С. т. обычно осуществляются по его магн. действию. При этом различают истинно электрич. ток с плотностью j^e (ток проводимости, конвекционный и т. п.) и ток смещения с плотностью $j_{см} = (1/4\pi)\partial\mathbf{D}/\partial t$ ($\mathbf{D}$ — вектор электрич. индукции). Иногда величину $I_{под} = \int(j^e + j_{см})dS$ называют полным током.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965.

СИЛА ТЯЖЕСТИ — действующая на любую, находящуюся вблизи земной поверхности материальную частицу сила $\boldsymbol{P}$, определяемая как геом. сумма действующей на ту же частицу силы притяжения Земли $\boldsymbol{F}$ и центробежной (переносной) силы инерции $\boldsymbol{Q}$, учитывающей эффект суточного вращения Земли (рис.). Направление С. т. является направлением вертикали в данном пункте земной поверхности, а перпендикулярная к ней плоскость — горизонтальной плоскостью; углы λ и φ определяют соответственно геоцентрич. и астр. широты.



Величина $Q = mh\omega^2$ (где m — масса частиц, h — её расстояние от земной оси, ω — угл. скорость вращения Земли) ввиду малости ω^2 очень мала по сравнению с F. Поэтому С. т. мало отличается от силы притяжения Земли (разность между силами F и P имеет наиб. значение на экваторе — ок. 0,35% от силы F); разность между углами φ и λ также невелика и имеет наиб. значение (ок. 0,1°) при $\lambda = 45°$.

При перемещении вдоль поверхности Земли от полюса к экватору С. т. несколько убывает вследствие возрастания величины Q и несферичности Земли и на экваторе примерно на 0,5% меньше, чем на полюсе. Под действием С. т. частица получает ускорение $g = P/m$, называемое ускорением силы тяжести, к-рое именяется с широтой так же, как и С. т.

Во всех точках области, размеры к-рой малы по сравнению с радиусом Земли, С. т. можно считать численно равными и параллельными друг другу, т. е. образующими однородное *силовое поле*. В этом поле потенц. энергия частицы $\Pi = Pz$, где z — координата частицы, отсчитываемая по вертикали вверх от нек-рого нач. уровня; при перемещении частицы из положения, где $z = z_1$ в положение, где $z = z_2$, работа С. т. $A = P(z_1 - z_2)$ и не зависит от вида траектории и закона движения частицы. Действие С. т. существенно влияет почти на все явления и процессы, происходящие на Земле, как в природе (включая живую), так и в технике. См. также *Гравиметрия*. *С. М. Таре.*

СИЛОВА́Я О́ПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучается воздействие на твёрдые среды интенсивных потоков оптич. излучения, в результате к-рого могут происходить структурные изменения и нарушаться механич. целостность этих сред. В оптотехнике под С. о. понимают оптич. устройства и системы, предназначенные для работы с интенсивными световыми потоками. С. о. развилась после появления *лазеров* в связи с использованием интенсивных световых потоков для оптич. обработки материалов, а также с необходимостью создания формирующих и передающих изображение оптич. систем, к-рые не теряют работоспособности при большой плотности энергии излучения.

В С. о. исследуют процессы выделения энергии в прозрачных (слабопоглощающих), поглощающих и отражающих средах, подвергающихся действию интенсивных световых потоков, результаты такого воздействия, а также определяют параметры излучения (плотность мощности, энергии, длительность), при к-рых происходит разрушение того или иного типа (оптич. пробой, плавление, испарение, растрескивание). При этом существ. значение могут иметь изменения оптич. характеристик вещества в процессе воздействия лазерного излучения (напр., коэф. отражения и показателя поглощения, возникновения *самофокусировки света*, появления поглощения в продуктах световой эрозии вещества и др.). Определённые таким образом параметры излучения и режим его воздействия на вещество кладут в основу разработки лазерных установок для оптич. обработки материалов (сварка и резка, получение микроотверстий, изготовление элементов микроэлектроники и т. д.). Для характеристики работоспособности прозрачных оптич. материалов (стёкол, кристаллов, покрытий и т. д.) и диэлектрич. зеркал вводят по аналогии с механич. или электрич. прочностью понятие *лучевой прочности*. Данные о лучевой прочности материалов и изготовляемых из них оптич. элементов используют при создании лазерных систем разл. назначения.

Лит.: Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Бонч-Бруевича и М. А. Ельяшевича, М., 1970; Алешин И. В., Имас Я. А., Комолов В. Л., Оптическая прочность слабопоглощающих материалов, Л., 1974; Рэди Дж., Действие мощного лазерного излучения, пер. с англ., М., 1974. *А. М. Бонч-Бруевич.*

СИЛОВА́Я ФУ́НКЦИЯ — функция координат *силового поля*, обладающая тем свойством, что элементарная работа сил поля равна полному дифференциалу этой функции. Силовое поле, для к-рого существует С. ф., наз. потенциальным.

СИЛОВО́Е ПО́ЛЕ — часть пространства (ограниченная или неограниченная), в каждой точке к-рой на помещённую туда материальную частицу действует определённая по численной величине и направленную сила, зависящая только от координат x, y, z этой точки. Такое С. п. наз. стационарным; если сила поля зависит и от времени, то С. п. наз. нестационарным; если сила во всех точках С. п. имеет одно и то же значение, т. е. не зависит ни от координат, ни от времени, С. п. наз. однородным.

Стационарное С. п. может быть задано ур-ниями

$$F_x=f_1(x,y,z),\ F_y=f_2(x,y,z),\ F_z=f_3(x,y,z), \qquad (1)$$

где F_x, F_y, F_z — проекции силы поля $\boldsymbol{F}$.

Если существует такая ф-ция $U(x, y, z)$, называемая силовой ф-цией, что элементарная работа сил поля равна полному дифференциалу этой ф-ции, то С. п. наз. потенциальным. В этом случае С. п. задаётся одной ф-цией $U(x, y, z)$, а сила $\boldsymbol{F}$ может быть определена через эту ф-цию равенствами:

$$F_x=\frac{\partial U}{\partial x},\ F_y=\frac{\partial U}{\partial y},\ F_z=\frac{\partial U}{\partial z}, \qquad (2)$$

или $\boldsymbol{F}=\operatorname{grad}U$. Условие существования силовой ф-ции для данного С. п. состоит в том, что

$$\frac{\partial F_x}{\partial y}=\frac{\partial F_y}{\partial x},\ \frac{\partial F_y}{\partial z}=\frac{\partial F_z}{\partial y},\ \frac{\partial F_z}{\partial x}=\frac{\partial F_x}{\partial z}, \qquad (3)$$

или $\operatorname{rot}\boldsymbol{F}=0$. При перемещении в потенциальном С. п. из точки $M_1(x_1, y_1, z_1)$ в точку $M_2(x_2, y_2, z_2)$ работа сил поля определяется равенством

$$A_{12}=U(x_2,y_2,z_2)-U(x_1,y_1,z_1)$$

и не зависит от вида траектории, по к-рой перемещается точка приложения силы.

Поверхности $U(x, y, z)=\text{const}$, на к-рых ф-ция сохраняет пост. значение, наз. поверхностями уровня. Сила в каждой точке поля направлена по нормали к проходящей через эту точку поверхности уровня; при перемещении вдоль поверхности уровня работа сил поля равна нулю.

Примеры потенциального С. п.: однородное поле тяжести, для к-рого $U=-mgz$, где m — масса движущейся в поле частицы, g — ускорение силы тяжести (ось z направлена вертикально вверх); ньютоново поле тяготения, для к-рого $U=km/r$, где $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ — расстояние от центра притяжения, k — постоянный для данного поля коэффициент. Вместо силовой ф-ции в качестве характеристики потенциального С. п. можно ввести *потенциальную энергию* Π, связанную с U зависимостью $\Pi(x, y, z)=-U(x, y, z)$. Изучение движения частицы в потенциальном С. п. (при отсутствии других сил) существенно упрощается, т. к. в этом случае имеет место закон сохранения механич. энергии, позволяющий установить прямую зависимость между скоростью частицы и её положением в С. п.

С. М. Тарг.

СИЛОВЫЕ ЛИ́НИИ — семейство кривых, характеризующих пространственное распределение векторного поля сил; направление вектора поля в каждой точке совпадает с касательной к С. л. Т. о., ур-ния С. л. произвольного векторного поля $A(x, y, z)$ записываются в виде:

$$\frac{dx}{A_x(x,y,z)}=\frac{dy}{A_y(x,y,z)}=\frac{dz}{A_z(x,y,z)}.$$

Плотность С. л. характеризует интенсивность (величину) силового поля. Область пространства, ограниченная С. л., пересекающими к.-л. замкнутую кривую, наз. силовой трубкой. С. л. вихревого поля замкнуты. С. л. потенциального поля начинаются на источниках поля и заканчиваются на его стоках (источниках отрицат. знака).

Понятие С. л. введено М. Фарадеем при исследовании магнетизма, а затем получило дальнейшее развитие в работах Дж. К. Максвелла по электромагнетизму. Согласно представлениям Фарадея и Максвелла, в пространстве, пронизываемом С. л. электрич. и магн. полей, существуют механич. напряжения, соответствующие натяжению вдоль С. л. и давлению поперёк них. Математически эта концепция выражена в *Максвелла тензоре натяжений* эл.-магн. поля.

Наряду с использованием понятия С. л. чаще говорят просто о линиях поля: напряжённости электрич. поля E, индукции магн. поля B и т. п., не делая спец. акцента на отношение этих полей к силам.

СИ́ЛЬНАЯ ФОКУСИРО́ВКА — *фокусировка частиц в ускорителе*, при к-рой частота бетатронных (поперечных) колебаний частицы больше частоты обращения. Примером С. ф. является *знакопеременная фокусировка*, фокусировка магн. полем со знакопеременным градиентом.

СИ́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — одно из фундам. взаимодействий элементарных частиц, интенсивность к-рого, характеризуемая константой связи (*константой взаимодействия*), значительно больше, чем у др. типов взаимодействий — эл.-магн., слабого и гравитационного.

Вообще говоря, интенсивность взаимодействия зависит от характерных для процесса взаимодействия пространственных и временных масштабов, и выделение С. в. в особый класс имеет фактически более глубокие основания — оно обусловлено участием во взаимодействии специфич. физ. полей. Более того, взаимодействия, к-рые наблюдаются и рассматриваются как не зависящие друг от друга, могут оказаться разл. проявлениями более общего единого взаимодействия. Примером может служить объединение эл.-магн. и слабого взаимодействий в рамках теории *электрослабого взаимодействия*. Существуют также модели *великого объединения*, в к-рых делается попытка объединить сильное, эл.-магн. и слабое взаимодействия. Имеется надежда на объединение всех фундам. взаимодействий, включая гравитационное, в рамках единой суперсимметричной теории (см. *Супергравитация*).

До 1930-х гг. для описания наблюдаемых физ. явлений достаточно было рассматривать гравитац. и эл.-магн. взаимодействия. Первые играют решающую роль в явлениях космич. масштабов, а вторые ответственны за строение атомов, молекул и за всё многообразие внутр. свойств твёрдых тел, жидкостей и газов. Наличие С. в. проявилось, когда была открыта сложная структура атомных ядер, состоящих из протонов и нейтронов (нуклонов). Эксперимент показывал, что взаимодействие между нуклонами гораздо сильнее электромагнитного, поскольку типичные энергии связи нуклонов в ядрах порядка неск. МэВ, в то время как энергии связи в атомах порядка неск. эВ. Кроме того, эти силы, в отличие от электромагнитных и гравитационных, обладают малым радиусом действия $\sim 10^{-13}$ см. В квантовой теории радиус действия сил обратно пропорционален массе частиц, обмен к-рыми обусловливает взаимодействие. Поэтому Х. Юкава (H. Yukawa) в 1935 высказал предположение о существовании «тяжёлых квантов» — *мезонов*, переносчиков С. в. В 1947 в *космических лучах* были открыты первые, наиб. лёгкие из таких частиц — π-мезоны.

Сильно взаимодействующие частицы получили назв. *адронов*. Их общее кол-во исчисляется неск. сотнями. Адроны разделяются на *барионы*, обладающие *барионным числом* (B), и мезоны, для к-рых $B=0$. В природных условиях, в промышленных применениях и в ядерных лабораториях обычно имеют дело с барионами (протонами, нейтронами и атомными ядрами) сравнительно небольших энергий, гораздо меньших, чем их масса (в системе единиц, в к-рой $c=1$). Мезоны рождаются при столкновениях частиц, когда энергия столкновения достаточно велика (сотни МэВ и выше).

Обширную область физики, изучающую ядерные реакции при низких энергиях, а также свойства атомных ядер, обусловленные С. в., принято относить к *ядерной физике*. Физика С. в. в более узком смысле обычно имеет дело с элементарными частицами, участвующими в процессах соударения частиц достаточно высоких энергий (входящих в состав космич. лучей или созданных в лаб. условиях на ускорителях заряж. частиц). Энергия, выделяющаяся при соударении частиц может на два-три порядка превосходить массу протона. Лишь при достаточно высоких энергиях сталкивающихся частиц появляется возможность рождения новых тяжёлых частиц и можно получить более детальное представление о характере С. в., исследовать его свойства на очень малых расстояниях.

Все адроны, за исключением протона, нестабильны (нейтроны, входящие в состав стабильных атомных ядер, стабильны, хотя свободный нейтрон распадается за время $\sim 10^3$ с на протон, электрон и электронное антинейтрино). При этом большинство адронов обладает крайне малым временем жизни, характерным для С. в. [порядка (10^{-22} — 10^{-24}) с]; они наз. *резонансами*. Рождающиеся при соударениях частиц резонансы идентифицируются обычно по продуктам их распада. Для их изучения создана специализиров. эксперим. техника (разл. *детекторы* частиц, *ионизационные калориметры*). Регистрация актов соударения производится с помощью ЭВМ, что позволяет проанализировать миллионы событий, удовлетворяющих тем или иным критериям отбора. Совр. установки для исследований в области физики высоких энергий (в первую очередь сами ускорители) представляют собой крупные и дорогостоящие сооружения, для к-рых характерно сочетание больших размеров и высокой точности, использование наиб. передовых технологий и разработок, таких, как сверхпроводящие магниты.

Взаимодействия адронов. За 40 лет, прошедших после открытия π-мезонов, открыты и изучены многочисл. семейства адронов и их взаимодействий. При сравнительно низких энергиях сталкивающихся частиц (порядка характерной энергии 1 ГэВ) наиб. важную роль в адронной физике играют резонансные взаимодействия. Их признаком являются более или менее ярко выраженные пики в сечении рассеяния, обусловленные одночастичными адронными состояниями. Иначе говоря, такой процесс взаимодействия состоит в образовании и последующем распаде нестабильного адрона. Ширина пика определяется обратным временем жизни промежуточного состояния. При повышении энергии всё большую роль начинают играть многочастичные промежуточные состояния и процессы рождения новых частиц, в первую очередь легчайших из них — π-мезонов. При энергии соударения, большей неск. ГэВ, определяющую роль играют процессы множеств. рождения адронов (см. *Множественные процессы*), а упругие и полные эфф. сечения взаимодействия становятся плавными ф-циями энергии соударения. Наиб. энерговыделение в лаб. условиях $\sim 10^3$ ГэВ в системе центра масс (СЦМ) достигнуто при соударении встречных $\bar{p}p$-пучков.

При энергиях в десятки ГэВ (в СЦМ) и выше наблюдается характерный для всех адронов медленный рост эфф. сечений взаимодействия. Осн. часть процессов (ок. 80%) составляют при этом неупругие взаимодействия с рождением десятков вторичных частиц. Ввиду большого числа степеней свободы, эффективно участвующих в процессе соударения, проявляются статистич. свойства родившихся адронов и с успехом может быть использовано термодинамич. и гидродинамич. описание отд. этапов процесса множеств. рождения.

При достигнутых энергиях большая часть неупругих процессов происходит в результате т. н. мягких соударений (см. *Мягкие процессы*), для к-рых характерны небольшие (неск. сотен МэВ) передачи импульса в поперечном направлении. Ясное понимание механизма таких процессов отсутствует, хотя имеются феноменологич. модели, систематизирующие и описывающие многочисл. эксперим. данные по угл. и энергетич. распределениям вторичных частиц. Как одну из характерных особенностей инклюзивных распределений (см. *Инклюзивный процесс*) для больших продольных импульсов вторичной частицы можно отметить зависимость только от отношения продольного импульса к его максимально возможному значению (*скейлинг Фейнмана*).

Заметную долю неупругих процессов составляют также «катастрофич.» (жёсткие) соударения с большой передачей импульса, к-рые приводят к образованию более или менее резко выраженных струй вторичных адронов (групп из неск. адронов, испущенных в узкий конус углов; см. *Струя адронная*). С ростом энергии доля таких процессов нарастает, и в наиб. высокоэнергетич. $\bar{p}p$-соударениях они составляют до 20% всех событий, в значит. мере определяя рост полных сечений взаимодействия. Осн. черты таких процессов описываются на основе представления о *партонах* — слабо связанных друг с другом составных элементах адронов. Считается, что при жёстком соударении происходит рассеяние на большой угол двух или большего числа партонов, входящих в состав двух сталкивающихся адронов с последующим переходом партонов в адронные струи. Такие процессы находят своё объяснение в *квантовой хромодинамике* (КХД).

Упругое рассеяние адронов при высоких энергиях составляет ок. 20% событий и тесно связано с неупругими процессами. Оно имеет в осн. дифракционный, или теневой, характер: выбывание частиц из падающего на мишень пучка, происходящее за счёт неупругих процессов, ведёт к упругому рассеянию, что аналогично дифракции света при наличии поглощающего объекта. Такому механизму соответствует малость действит. части амплитуды упругого рассеяния в области дифракц. пика (при малых передаваемых импульсах) по сравнению с её мнимой частью (см. *Дифракционное рассеяние*). Кроме того, заметную долю событий составляют своеобразные процессы *дифракционной диссоциации*, при к-рых дифракционно рассеивающийся адрон переходит в возбуждённое состояние, распадающееся затем на вторичные частицы.

В эксперименте наблюдается сужение дифракц. пика в дифференциальном сечении упругого рассеяния по мере роста энергии, что означает рост эфф. радиуса взаимодействия адронов с увеличением энергии. Такое поведение характерно для теории полюсов Редже (см. *Редже полюсов метод*), согласно к-рой асимптотич. поведение амплитуды процесса С. в., рассматриваемой как *аналитическая функция* своих аргументов, определяется крайней правой особенностью в комплексной плоскости угл. момента J. Если эта особенность в комплексной J-плоскости является полюсом, то процесс взаимодействия можно рассматривать как результат обмена *реджеоном* — своеобразным адронным состоянием с переменным спином J и массой. В случае упругого рассеяния соответствующий реджеон, по-видимому, отсутствует и характер особенности в J-плоскости (т. н. особенность Померанчука), определяющий асимптотич. поведение амплитуды упругого рассеяния, до сих пор не выяснен.

С точки зрения метода полюсов Редже особый интерес представляют бинарные адронные процессы $a_1+a_2 \to a_3+a_4$, где адроны a_3, a_4 отличаются от a_1, a_2. С ростом энергии сечение такого процесса и ширина пика в угл. распределении падают характерным образом, указывая на то, что при высоких энергиях в таких процессах происходит обмен реджеоном с определ. зависимостью спина J от массы m (траекторией полюса Редже). При целых значениях спина реджеон должен быть обычным адроном, а всё семейство таких адронов, обладающих одинаковыми внутр. квантовыми числами, должно лежать на одной траек-

тории Редже. Эксперим. данные по массам и спинам резонансов действительно говорят о существовании таких редже-семейств адронов. При этом траектории Редже, объединяющие адроны каждого семейства, оказываются практически прямыми линиями в переменных J, m^2, имеющими одинаковые (примерно) наклоны.

Применение общих принципов теории. С. в., как и др. типы взаимодействий элементарных частиц, должны описываться *квантовой теорией поля* (КТП). Осн. препятствием для построения квантовополевых моделей в течение мн. лет была большая величина афф. константы связи адронов, не позволявшая использовать методы *возмущений теории*, по существу — единственного хорошо разработанного аналитич. подхода в КТП. Поэтому большое развитие в теории С. в. получили методы, к-рые используют общие принципы теории для определения свойств *матрицы рассеяния*. К числу таких общих принципов относятся унитарность, релятивистская инвариантность, *перекрёстная симметрия* (кроссинг-симметрия), причинность (см. *Причинности принцип*). В этом подходе осн. роль играет изучение аналитич. свойств матричных элементов, рассматриваемых как ф-ции комплексных переменных, к-рыми служат кинематич. инварианты, такие, как квадрат энергии и квадрат передаваемого импульса.

Условие унитарности матрицы рассеяния, выражающее математически тот факт, что сумма вероятностей всех возможных конечных состояний процесса соударения равна единице, связывает характеристики упругого рассеяния и неупругих процессов. В частности, мнимая часть амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол выражается через полное сечение рассеяния (*оптическая теорема*). Эта связь лежит в основе описания дифракц. рассеяния адронов при высоких энергиях, а также может быть использована для того, чтобы установить соотношения между амплитудами разл. бинарных процессов. Условие унитарности определяет характер особенностей амплитуд как аналитич. ф-ций комплексных переменных. На практике часто используется предположение, что матрица рассеяния имеет только те особенности, к-рые диктуются условием унитарности и соответствуют отд. адронам (полюсы) или порогам рождения неск. частиц (точки ветвления).

Согласно кроссинг-симметрии, единая аналитич. ф-ция в разл. областях своих аргументов описывает как амплитуду процесса $a_1+a_2\to a_3+a_4$, так и амплитуды процессов $a_1+\bar{a}_3\to\bar{a}_2+a_4$, $a_1+\bar{a}_4\to\bar{a}_2+a_3$ (где $\bar{a}_i$ означает адрон, являющийся античастицей по отношению к a_i). Аналогичное утверждение (с заменой *любой* входящей частицы на выходящую античастицу и наоборот) применимо и при большем числе частиц. Совместное рассмотрение перекрёстных процессов оказалось очень плодотворным в физике С. в. Оно тесно связано с методом полюсов Редже и в сочетании с ним приводит к полезным правилам сумм, связывающим интегральный низкоэнергетич. вклад амплитуды бинарного процесса с её высокоэнергетич. поведением, к-рое определяется полюсами Редже. Это в свою очередь приводит к концепции *дуальности*, согласно к-рой описание амплитуды бинарного процесса с помощью резонансов прямого канала должно быть эквивалентно её описанию с помощью полюсов Редже перекрёстного канала. Дуальная резонансная модель смыкается с теорией струн (см. *Струнные модели адронов*) и на качеств. уровне отражает осн. свойства адронных резонансов.

Существенные результаты даёт также использование принципа причинности, согласно к-рому к.-л. событие может воздействовать лишь на события, связанные с ним времениподобным *интервалом* и происходящие в более поздние моменты времени. Требование причинности, выраженное в матем. форме, накладывает серьёзные ограничения на аналитич. свойства элементов матрицы рассеяния, что позволяет написать дисперсионные соотношения, связывающие действительные и мнимые части амплитуд разл. процессов. Т. к. мнимые части амплитуд упругого рассеяния вперёд выражаются через полные сечения, дисперсионные соотношения связывают наблюдаемые величины и могут использоваться при анализе эксперим. данных, позволяя, в частности, судить о поведении полных сечений при высоких энергиях (см. *Дисперсионных соотношений метод*).

Совместное использование общих принципов лежит в основе аксиоматич. подхода в теории С. в., конечной целью к-рого является описание всех адронных взаимодействий на основе системы исходных постулатов (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). К числу осн. достижений такого подхода относится ряд высокоэнергетич. теорем (*асимптотические теоремы*). В частности, было показано, что полные сечения адронных взаимодействий не могут увеличиваться с ростом энергии $\mathscr{E}$ быстрее, чем $\ln^2\mathscr{E}$ (т. и. ограничение Фруассара), а ширина дифракц. пика упругого рассеяния не может сужаться быстрее, чем $\ln^2\mathscr{E}$. При дополнит. правдоподобных предположениях было показано, что сечения взаимодействия частиц и соответствующих им античастиц с одной и той же мишенью при достаточно высоких энергиях должны сравниваться (*Померанчука теорема*).

При более прагматич. подходе, типичном для совр. состояния теории, общие принципы или их следствия используются как составные элементы феноменологич. моделей С. в. и служат для анализа эксперим. данных. К ним можно отнести применение условия унитарности в моделях дифракц. рассеяния адронов, использование унитарности и дисперсионных соотношений при анализе низкоэнергетич. адронных взаимодействий и т. п.

Симметрия сильных взаимодействий. Характер С. в. в значит. мере определяется их свойствами симметрии. Под симметрией здесь понимается неизменность (инвариантность) состояния системы или закона её взаимодействия (точнее, инвариантность *действия* системы) при тех или иных преобразованиях, к-рые, с точки зрения их матем. структуры, характеризуются *группой* преобразований. Если действие системы инвариантно относительно нек-рых преобразований, а состояние системы не инвариантно, то говорят о *спонтанном нарушении симметрии*. Значение симметрии состоит в том, что она накладывает жёсткие требования на форму взаимодействия и состав частиц. В частности, симметрия лежит в основе классификации адронов.

Из всех типов взаимодействий С. в. обладает наиб. высоким уровнем симметрии. Часть симметрий является приближённой, причём нарушение симметрии в ряде случаев сравнительно невелико и характер этого нарушения поддаётся объяснению. С. в. (подобно электромагнитным) инвариантны относительно *пространственной инверсии*, *обращения времени* и *зарядового сопряжения* (а также относительно преобразований Лоренца, вращений в пространстве, сдвигов в пространстве и времени). В соответствии с этим в С. в. сохраняются пространственная *чётность* и *зарядовая чётность*. Сохраняется также барионное число.

Из числа *внутренних симметрий* С. в. в спектре адронов наиб. ярко проявляется т. н. симметрия *ароматов*, к-рая математически описывается как группа унитарных унимодулярных преобразований $SU(n)$. Эта симметрия — приближённая. Её простейший частный случай — *изотопическая инвариантность*, соответствующая группе $SU(2)$, а более общий — т. н. унитарная симметрия, соответствующая группе $SU(3)$. Из-за наличия симметрии ароматов все адроны группируются в мультиплеты — наборы частиц с одинаковыми спинами и чётностями и близкими массами, реализующие линейные представления соответствующей группы симметрии. Это изотопич. мультиплеты, характеризующиеся определ. значением *изотопического спина* (такие, как дублет pn или триплет π^+, π^0, π^-), более общие унитарные мультиплеты группы $SU(3)$ (напр., октет

нуклонов и *гиперонов* или октет псевдоскалярных π-, K-, η-мезонов) и т. д. (см. *Элементарные частицы*). Кроме того, наличие симметрии ароматов требует, чтобы *лагранжиан эффективный* взаимодействия адронов был инвариантом группы $SU(n)$, что в значит. мере определяет его форму.

Существование симметрии ароматов и наличие адронных мультиплетов объясняются тем, что адроны составлены из *кварков* неск. видов: u, d, s, c, b и С. в. кварков всех видов одинаково. Мезоны составлены из кварка и антикварка, а барионы — из трёх кварков. Наир., π^+-мезон имеет структуру $(u\bar{d})$, а протон — (uud). Каждый вид кварков характеризуется массой и ароматом — кватовым числом, сохраняющимся в С. в. В пределе точной симметрии массы адронов, входящих в один мультиплет, должны совпадать. Нарушение симметрии объясняется различием масс кварков разл. ароматов ($m_u < m_d < m_s < m_c < m_b$). Это нарушение сравнительно невелико, если разности масс кварков малы по сравнению с масштабом энергий, характерных для С. в., по порядку величины равным (0,2—1,0)ГэВ [что соответствует характерным расстояниям $r = (0{,}2 - 1{,}0)\cdot 10^{-13}$ см]. Такое условие лучше всего выполняется для наиб. лёгких u-, d-кварков, и поэтому изотопич. инвариантность, обусловленная u, d-симметрией, нарушена в наим. степени. Она реализуется с точностью в неск. процентов, так что поправки к ней находятся на уровне ожидаемых эл.-магн. поправок. При наличии более тяжёлого s-кварка нарушение адронной симметрии более существенно (на уровне десятков процентов), но всё же $SU(3)$-симметрии (симметрия между u-, d-, s-кварками) очень полезна. Более высокие симметрии сильно нарушены из-за больших масс c-, b-кварков.

Существ. роль в С. в. играет также *киральная симметрия*, характерная, вообще говоря, для безмассовых фермионов и обусловленная тем, что в пределе нулевой массы можно независимо преобразовывать левые (L) и правые (R) кварки, т. е. состояния со спином, направленным по импульсу и против него. Киральной симметрии отвечает группа $SU(n)_L \times SU(n)_R$. Она может проявиться в С. в. в той мере, в какой массы кварков, входящие в исходный лагранжиан теории (т. н. токовые массы), малы по сравнению с характерной энергетич. шкалой С. в. Лёгкие кварки u, d и в значит. мере s-кварк удовлетворяют этому условию. Однако, согласно совр. представлениям, киральная симметрия С. в. спонтанно нарушена (помимо её явного нарушения массами кварков). Поэтому не наблюдаются мультиплеты, к-рые состояли бы из близких по массе адронов и являлись бы линейными представлениями группы $SU(n)_L \times SU(n)_R$, объединяя в один мультиплет адроны с разл. чётностью. Вместо этого должны появляться *голдстоуновские бозоны*. Их роль играют здесь псевдоскалярные мезоны, т. е. π-мезоны группы $SU(2)$ и с меньшей точностью π-, K-, η-мезоны группы $SU(3)$. Массы этих мезонов обусловлены лишь малыми токовыми массами кварков, т. е. явным нарушением киральной симметрии. Это объясняет, почему псевдоскалярные мезоны (в первую очередь π-мезоны) значительно легче др. адронов.

Низкоэнергетич. взаимодействия псевдоскалярных мезонов можно описать с помощью эфф. кирально-инвариантного (с точностью до массовых поправок) лагранжиана. Псевдоскалярные поля, входящие в этот лагранжиан, преобразуются при киральных преобразованиях нелинейным образом. Особое положение занимает при этом синглетный псевдоскалярный η'-мезон, масса к-рого велика и к-рый даже приближённо нельзя считать голдстоуновским бозоном. Его характеристики обусловлены аксиальной *аномалией* и структурой физ. вакуума.

Форма низкоэнергетич. мезонного лагранжиана диктуется киральной симметрией и характером её нарушения. При учёте соотношения *алгебры токов* и *аксиального тока частичного сохранения* такой лагранжиан позволяет вычислять *длины рассеяния* псевдоскалярных мезонов и характеристики их распадов. Барионы при этом выступают как *солитоны* (см. *Скирма модель*).

В жёстких процессах, обусловленных С. в. на малых расстояниях, проявляется также приближённая масштабная симметрия (скейлинг), т. е. инвариантность относительно растяжения координат (или импульсов) — м а с ш т а б н а я и н в а р и а н т н о с т ь. Эта симметрия также спонтанно нарушена. Более ясное понимание механизма спонтанного нарушения киральной и масштабной симметрий достигается в КХД.

Квантовая хромодинамика как теории сильного взаимодействия. С 1970-х гг. в физике утвердилась новая микроскопич. теория С. и.— КХД. Согласно этой теории, С. в., к-рое, в частности, удерживает кварки в адронах, обусловлено наличием у кварков специфич. цветовых степеней свободы (дополнительно к ароматам). Каждый кварк может находиться при этом в трёх физически эквивалентных цветовых состояниях, или, как говорят, имеет три цвета. Антикварки обладают тремя «дополнительными» цветами («антицветом»). С. в. разыгрывается в цветовом пространстве и не различает ароматов (в то время как эл.-магн. и слабое взаимодействия определяются лишь ароматами кварков безотносительно к их цвету). Взаимодействие кварков осуществляется посредством восьми безмассовых векторных (глюонных) полей, слабые возбуждения к-рых (отдельные их кванты) наз. *глюонами*. При этом в свободном состоянии наблюдаются только бесцветные адроны, в к-рых цвета составляющих их кварков и антикварков скомпенсированы.

В основу КХД положен принцип локальной цветовой симметрии, к-рый утверждает, что можно независимо изменять цветовые состояния отд. кварков. Это возможно, разумеется, лишь при наличии глюонного поля, способного принять на себя избыточный цвет. Эквивалентность разл. цветовых состояний формулируется математически как инвариантность (т о ч н а я) относительно преобразований цветовой группы $SU(3)_c$, причём параметры групповых преобразований могут зависеть от точек пространства-времени. Такие теории наз. к а л и б р о в о ч н ы м и. Принцип локальной *калибровочной инвариантности* позволяет однозначно фиксировать лагранжиан хромодинамики, к-рый подобен электродинамич. лагранжиану, но учитывает цветовые степени свободы. В результате напряжённости глюонного поля отличаются от напряжённостей электрич. и магн. полей электродинамики дополнительными нелинейными по калибровочному полю членами. Наличие нелинейных членов, необходимых для калибровочной инвариантности КХД, приводит к самодействию глюонов. Др. словами, глюоны обладают ц в е т о в ы м и з а р я д а м и (в отличие от фотонов, не обладающих электрич. зарядами). Это, в свою очередь, приводит к наиб. важному свойству КХД — эффекту а н т и э к р а н и р о в к и з а р я д а, к-рый означает, что *эффективный заряд* кварков и глюонов велик на больших расстояниях и становится малым при уменьшении расстояний. Вследствие этого свойства С. в. на малых и больших масштабах оказываются совершенно различными. На малых расстояниях или при больших передаваемых импульсах [больше (2—3)ГэВ] эфф. цветовой заряд стремится к нулю. Это свойство получило назв. *асимптотической свободы*. Кварки и глюоны на малых расстояниях ведут себя как почти свободные частицы, и все процессы с их участием можно рассчитывать по теории возмущений, непосредственно используя исходный лагранжиан КХД. Массы кварков u, d, s при этом малы (токовые массы: $m_u \approx 4$ МэВ, $m_d \approx 7{,}5$ МэВ, $m_s \approx 150$ МэВ), так что в первом приближении ими можно пренебречь. Из-за малости масс и слабости взаимодействия на малых расстояниях имеют место приближённые киральная и масштабная симметрии.

Такой подход позволяет успешно описывать обширный класс процессов физики высоких энергий — жёсткие процессы. Классич. пример жёстких процессов — *глубоко неупругий процесс* рассеяния *лептонов* (электронов, мюонов, нейтрино) на нуклонах, изучение к-рого привело к представлению о партонах (почти свободных кварках и глюонах внутри нуклона) и стимулировало создание КХД. Глубоко неупругое рассеяние трактуется как результат упругого рассеяния лептона на одном из кварков нуклона. Измерение импульса рассеянных лептонов в таких процессах позволяет экспериментально найти ф-ции распределения кварков и глюонов по доле переносимого ими импульса в быстро движущемся нуклоне (т. н. *структурные функции*). Оказалось, напр., что при передаваемых импульсах порядка неск. ГэВ (т. е. при исследовании структуры кварков на расстояниях порядка 10^{-14} см) примерно половина импульса переносится глюонами. Учёт хромодинамич. поправок приводит к медленному изменению партонных распределений при изменении пробного импульса Q (нарушение т. н. скейлинга Бьёркена; см. *Масштабная инвариантность*). При увеличении Q можно проникнуть глубже внутрь кварка и должно наблюдаться увеличение числа кварк-антикварковых пар и глюонов, составляющих его поляризац. облако, с одноврем. уменьшением переносимой каждым партоном доли импульса. Экспериментальные данные по нарушению скейлинга в глубоко неупругих процессах в целом неплохо согласуются с предсказаниями расчётов.

Аналогично жёсткие адронные процессы с образованием струй можно истолковывать как результат упругого рассеяния содержащихся в адронах кварков и глюонов с последующим их переходом в адроны. Особую проблему представляет при этом вопрос о механизме образования бесцветных адронов, входящих в состав струй. Обычно считается, что при рассеянии кварка по мере его удаления от точки столкновения между этим кварком и остающейся частью адрона возникает струнная конфигурация глюонного поля, к-рая затем разрывается с образованием «обесцвечивающей» кварк-антикварковой пары (фактически — большого числа таких пар), так что в результате возникают бесцветные мезоны, составляющие адронные струи. Полный расчёт подобных процессов в рамках КХД невыполним из-за того, что образование адронов происходит на больших расстояниях, где взаимодействие кварков и глюонов становится сильным. Поэтому убедительное доказательство в пользу существования описанного механизма отсутствует. На практике при обработке эксперим. данных используют упрощённые модели образования и разрыва струн.

Важную роль в КХД играет спонтанное нарушение симметрии. Из-за усиления взаимодействия на больших расстояниях нарушается присущая лагранжиану КХД приближённая масштабная инвариантность. При этом возникает характерная шкала С. в. ~ 200 МэВ (соответствующая расстояниям $\sim 10^{-13}$ см), о наличии к-рой свидетельствует появление ненулевого *вакуумного среднего* от следа тензора энергии-импульса глюонного поля. Др. словами, вакуум КХД (т. е. осн. состояние системы сильно взаимодействующих полей) населён флуктуирующими глюонными полями и имеет ненулевую (отрицательную) плотность энергии ε и избыточное давление p по сравнению с «наивным» вакуумом теории возмущений. Согласно существующим оценкам, $\varepsilon = -p \approx \approx -0{,}5$ ГэВ/(10^{-13} см)^3. Характер вакуумных флуктуаций остаётся не вполне ясным; возможно, что существ. роль здесь играют *инстантоны*. Спонтанно нарушается также присущая лагранжиану КХД приближённая киральная симметрия, о чём свидетельствует появление ненулевых вакуумных средних от скалярных комбинаций, составленных из кварковых полей (кварковый *вакуумный конденсат*). Др. словами, вакуум КХД населён также кварк-антикварковыми парами, дающими дополнит. отрицат. вклад в плотность энергии. Считается, что вследствие спонтанного нарушения симметрии кварки-квазичастицы, входящие в состав типичных адронов, приобретают значит. эфф. массу порядка 300—350 МэВ (т. н. конституентные кварки). Последоват. теория спонтанного нарушения симметрии в рамках КХД пока не разработана.

Фигурирующие в КХД асимптотически свободная (на малых расстояниях) и удерживающая (на больших расстояниях) фазы кварк-глюонной материи должны проявляться не только тогда, когда исследуется отклик системы да малых и больших масштабах, но и как её возможные макроскоиич. состояния: предполагается, что при достаточно большой плотности барионов или при достаточно высокой темп-ре происходит образование *кварк-глюонной плазмы*, в к-рой кварки и глюоны взаимодействуют сравнительно слабо (так что вычисления можно проводить по теории возмущений). Ожидается, что необходимая для этого плотность энергии всего в неск. раз превышает ядерную плотность, что примерно соответствует плотности энергии внутри типичного адрона. Помимо ранней Вселенной в первые 10^{-5}—10^{-4} с её эволюции (см. *Космология*) и, возможно, внутр. части *нейтронных звёзд* новое состояние материи могло бы образоваться при соударении тяжёлых ультрарелятивистских ионов. Ведутся соответствующие эксперименты с целью получения и идентификации кварк-глюонной плазмы в лаб. условиях.

Имеются все основании считать, что качеств. физ. элементы микроскоиич. теории С. в. установлены. Теория взаимодействий на малых расстояниях хорошо разработана. Что же касается С. в. на больших расстояниях, то их количеств. теория пока не создана. Это относится, в частности, к механизму удержания кварков в адронах. Определ. надежды возлагаются здесь на прямые численные расчёты с помощью ЭВМ, в к-рых 4-мерный континуум пространства-времени заменяется набором точек дискретной решётки и непосредственно вычисляются квантовые средние наблюдаемых физ. величин (см. *Решётки метод* в КТП).

Лит.: Иден Р., Соударения элементарных частиц при высоких энергиях, пер. с англ., М., 1970; Токи в физике адронов, пер. с англ., М., 1976; Андреев И. В., Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях, М., 1981; Окунь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986.

И. В. Андреев.

СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК — кристаллич. полупроводник, в к-ром примесные атомы (ионы) хаотически распределены в решётке, а их концентрация N превышает нек-рую критич. концентрацию $N_{кр}$. С. п. представляет собой *неупорядоченную систему* примесей внутри упорядоченной монокристаллич. полупроводниковой матрицы.

При слабом легировании (см. *Легирование полупроводников*) примесные атомы можно считать изолированными друг от друга. Волновые ф-ции электронов и силовые поля U соседних примесных атомов (кулоновские для заряж. примесей — ионов, упругие — для нейтральных атомов) не перекрываются (рис. 1, *а*).

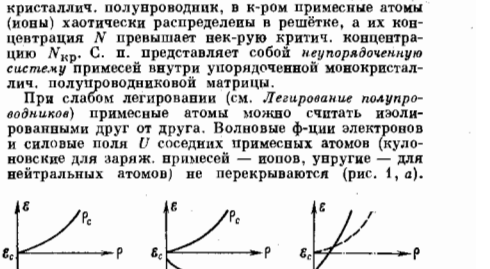


Рис. 1. Зависимость плотности примесных состояний ρ от их энергии ε для слаболегированного полупроводника (*а*); при среднем уровне легирования (*б*); при сильном легировании (*в*).

Количественно условие слабого легирования выполняется при соблюдении неравенств:

$$r \gg a_{\text{Б}}, \quad (1)$$

$$r \gg r_0. \quad (2)$$

Здесь $r = N^{-1/3}$ — ср. расстояние между соседними примесными атомами, $a_{\text{Б}}$ — боровский радиус примесного атома в кристалле, r_0 — радиус экранирования кулоновского потенциала примесного иона электрич. полем противоположно заряженных свободных носителей заряда. Неравенство (1) определяет отсутствие перекрытия волновых ф-ций электронов, неравенство (2) — силовых полей соседних атомов примеси:

$$U = (e^2/\varepsilon r)\exp(-r/r_0). \quad (3)$$

Здесь ε — диэлектрич. проницаемость кристалла. Величина r_0 зависит от концентрации свободных носителей заряда n_0, т. е. от концентрации примесей N. Для случаев невырожденного и полностью вырожденного газа носителей заряда соответственно

$$r_0 = (\varepsilon kT/4\pi n_0 e^2)^{1/2}, \quad (4)$$

$$r_0 = 2^{-1}(\pi/3)^{1/6}\left(\varepsilon h^2 n_0^{-1/3}/m^* e^2\right)^{1/2}, \quad (5)$$

где m^* — эфф. масса носителей заряда.

С увеличением концентрации примесей N условия (1) и (2) нарушаются. Сначала перестаёт выполняться неравенство (2), т. к. по мере увеличения N примесные атомы сближаются и электрон, локализованный в потенциальной яме U у одного из них, начинает испытывать воздействие со стороны соседних атомов. При этом энергетич. уровень примесного электрона несколько смещается, но примесные уровни остаются дискретными. Смещение уровней зависит от взаимного расположения примесных атомов. Хаотичность последнего приводит к разбросу примесных уровней относительно дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ и потолка валентной $\mathscr{E}_v$ в разных частях кристалла. Это проявляется в уширении примесного уровня, наз. классическим (рис. 1,*б*).

При дальнейшем увеличении N нарушается неравенство (1). Из-за перекрытия волновых ф-ций электронов соседних атомов дискретные уровни уширяются настолько, что преобразуются в **примесную зону**. Пока в полупроводнике сохраняются уширенные примесные уровни либо обособленная от $\mathscr{E}_c$ и $\mathscr{E}_v$ примесная зона, уровень легирования относят к **среднему** (или промежуточному). При достаточно большой концентрации примесей полностью нарушаются оба неравенства. Примесная зона продолжает расширяться, и при пек-рой критич. концентрации $N_{\text{кр}}$ она сливается как с зоной проводимости, так и с валентной зоной (рис. 1,*в*). Плотность состояний оказывается отличной от 0 практически во всей запрещённой зоне полупроводника («хвосты» плотности состояний). При этом газ носителей заряда уже не подчиняется статистике Больцмана; он становится вырожденным и подчиняется статистике Ферми.

При сильном легировании электрон взаимодействует одновременно с неск. примесными атомами, кол-во и координаты к-рых из-за хаотич. распределения различны в разных частях кристалла. В результате потенц. энергия U примесных электронов приобретает случайный характер, приводящий к гофрировке зон (рис. 2).

«Хвосты» плотности состояний и их флуктуац. характер проявляются в электропроводности (см. *Прыжковая проводимость*, *Протекания теория*), в *фотопроводимости* (гигантское увеличение времени жизни носителей заряда), в электролюминесценции p — n-*переходов* и *гетеропереходов* и др.

При $N > N_{\text{кр}}$ нарушается ионизационно-примесное равновесие, т. е. возникает отклонение от равенства $n_0 = N$. Это обусловлено образованием примесных кластеров (комплексов). Комплексообразование может приводить к изменению концентрации носителей и положения примесных уровней примеси в запрещённой зоне. Зависимость $n_0(N)$ (рис. 3) при этом имеет вид:

$$N = n_0 + K(T) n_0^{m-q} (m n_0 - qN)^m / (m-q)^{m-1}, \quad (6)$$

где $K(T)$ — константа взаимодействия примесных атомов, m — число легирующих примесных атомов в кластере, q — электрич. заряд кластера. При малых N

Рис. 2. Энергия носителей заряда в поле примесей при сильном легировании полупроводника.

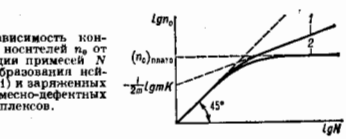


Рис. 3. Зависимость концентрации носителей n_0 от концентрации примесей N в случае образования нейтральных (1) и заряженных (2) примесно-дефектных комплексов.

зависимость (6) переходит в $n_0 = N$; при больших N и нейтральных кластерах

$$N = n_0 + mK(T) n_0^{2m}. \quad (7)$$

Для отрицат. кластера с $m = 1$ (взаимодействие атома примеси с к.-л. иным точечным дефектом) кривая (6) в области сильного легирования выходит на плато:

$$(n_0)_{\text{плато}} = \sqrt[1+|q|]{1/|q|\,K(T)}, \quad (8)$$

переходящее при $q = -1$ в соотношение

$$(n_0)_{\text{плато}} = \sqrt{1/K(T)}. \quad (9)$$

Заряд q может быть только отрицательным, ибо при $q = +1$ кластеры не уменьшают, а при $q > +1$ даже должны увеличивать n_0 сверх вводённой концентрации примесей N, что невозможно. Комплексообразование оказывает заметное влияние на процессы рассеяния и захвата носителей заряда, оптич., механич. и др. свойства. Основанное на комплексообразовании формирование сложных примесно-дефектных центров, обладающих отличным от атомов легирующей примеси энергетич. и рекомбинац. характеристиками, используют в практике легирования для придания материалу новых свойств.

Лит.: Фистуль В. И., Сильно легированные полупроводники, М., 1967; Фистуль В. И., Гринштейн П. М., Рытова Н. С., О политронии легирующих примесей в полупроводниках, «ФТП», 1970, т. 4, с. 84; Fair R. B., Weber G. R., Effect of complex formation on diffusion of arsenic in silicon, «J. Appl. Phys.», 1973, v. 44, p. 273; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979.

В. И. Фистуль.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ПУЧКИ — пучки заряж. частиц, в к-рых собственные поля оказывают определяющее воздействие на динамику пучка. Характерный масштаб тока С. п. равен $I_0 F(\gamma)$, где $I_0 = mc^3/e \approx 17$ кА (для электронов), m — масса, e — заряд электрона, $F(\gamma)$ —

растущая ф-ция полной энергии частиц γ (в единицах mc^2), зависящая от конкретной геометрии пучка. Существ. превышение тока над I_0 может быть достигнуто лишь при скоростях частиц, близких к c, или при компенсации объёмного заряда пучка неподвижными ионами. По переносимой мощности С. п. достигают $\sim 10^{13}$ Вт, по запасённой энергии — 10^9 Дж, по энергии частиц $\gtrsim 10$ МэВ. Применяются как энергоноситель в схемах с быстрой кумуляцией энергии (инерциальный УТС; см. *Инерциальное удержание* плазмы), в приборах сильноточной электроники, для коллективного ускорения частиц (см. *Коллективные методы ускорения*) и т. д. Генерируются в *сильноточных ускорителях* в диапазоне длительностей импульса от 10 нс до 10 мкс.

Непосредств. источником электронного С. п. обычно является высоковольтный диод, работающий в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Длительность импульса определяется временем перекрытия диодного промежутка приэлектродной плазмой. Плотность однородного токв эмиссии в плоском зазоре шириной d даётся законом «трёх вторых», $j \approx \approx 5 \cdot 10^{-2} I_0 (\gamma_0 - 1)^{3/2} d^{-2}$, где $(\gamma_0 - 1)$ — анодное напряжение (в единицах mc^2/e). При повышении анодного напряжении сверх значения $\gamma_0 - 1 \approx d/R$, где R — радиус катода, одномерность нарушается и диод переходит в режим сильного сжатия потока собств. магн. полем пинча (см. *Пинч-эффект*). Эффективно эмиттирует тогда только кольцевая периферич. часть, а С. п. собирается на аноде вблизи оси в области с размером $\sim d$. На осн. части диода линии тока С. п. лежат на искажённых пространственным зарядом эквипотенц. поверхностях, поэтому такой поток получил назв. параболического. Макс. ток С. п. в параболич. режиме равен $(I_0 R/2d)(\gamma_0 - 1)\operatorname{arch}\gamma_0$.

Для вывода С. п. из диода либо используется прозрачный для электронов фольговый анод, либо коаксиальный диод помещается в продольное магн. поле. Электронный параболич. поток трубчатой конфигурации движется в коаксиальном диоде вдоль цилиндрич. эквипотенц. поверхностей и не пересекает зазор в радиальном направлении (т. н. магн. изоляция). Достаточный для изоляции магн. поток через диод равен $(mc^2/e)(\gamma_0 - 1)^{1/2}$. Ток, отдаваемый коаксиальным диодом с магн. изоляцией, определяется пропускной способностью канала транспортировки, а длительность импульса — временем перекрытия зазора приэлектродной плазмой поперёк изолирующего магн. поля. Наилучшие результаты по длительности и устойчивости работы диода получены в неоднородном сходящемся магн. поле.

Распространение С. п. в вакууме возможно в продольном магн. поле, заметно превышающем $(mc^2/ea)(\gamma_0 - 1)^{1/2}$, где a — радиус С. п., но даже в бесконечно большом поле ток не может превышать величину $I_0(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}/2\ln(b/a)$, где b — радиус камеры дрейфа. Ограничение обусловлено повышением электростатич. потенциала в объёме пучка за счёт его пространственного заряда и слабее всего сказывается в случае трубчатого пучка. Приведённая энергия частиц в С. п. составляет при этом лишь $\gamma_0^{1/3}$. Частичная нейтрализация пространственного заряда увеличивает предельный ток.

Поскольку С. п. в магн. поле вращается как целое, ему свойствен сильный диамагнетизм, вплоть до обращения знака (реверса) поля внутри трубчатого пучка (т. н. E-слой). С учётом диамагнетизма физически заданным параметром следует считать не ведущее магн. поле, а полный магн. поток, замороженный в камере дрейфа и перераспределяющийся по сечению при инжекции пучка. Для тонкостенного заряженного трубчатого пучка в магн. поле характерна неустойчивость, приводящая к разбиению его на отдельные спиралеобразные струи.

Полностью нейтрализованный С. п. не ограничен по току, но собств. магн. поле сильно фокусирует его частицы, совершающие поперечные колебания с длиной волны порядка или меньше радиуса пучка. Поэтому ср. поперечный импульс частиц в С. п. больше продольного, а поперечное распределение плотности тока имеет выраженный трубчатый характер.

Зарядовая нейтрализация пучка происходит при инжекции в достаточно плотную плазму за счёт вытеснения из его объёма медленных плазменных электронов с характерным временем $(4\pi\sigma)^{-1}$, где σ — проводимость плазмы. Если к моменту достижения нейтрализации ток С. п. продолжает нарастать, то эдс индукции создаёт ток оставшихся плазменных электронов, направленный против тока пучка и вызывающий токовую нейтрализацию. При небольшой плотности плазмы, когда плазменная частота $\omega_p < c/a$, обратный ток распределён по всему объёму, так что токовая нейтрализация неполна и имеет интегральный характер. При $\omega_p > c/a$ происходит локальная нейтрализация, за исключением поверхности С. п., где образуется двойной токовый слой толщиной $\sim c/\omega_p$ и сосредоточено магн. поле. В таких условиях частицы С. п. практически свободны, а сам он электродинамически ненаблюдаем. Эффективность переноса пучком мощности и энергии через плазму на расстояния $\sim$ 1м близка к 100%, но на больших расстояниях уменьшается за счёт раал. неустойчивостей С. п., в первую очередь поперечной неустойчивости, выражающейся в изгибании пучка как целого и разбиения его на отд. нити.

При инжекции пучка в нейтральный газ существенны процессы нестационарной ионизации, длительность к-рых может быть сравнима с длительностью С. п. Вначале за время (для воздуха) порядка $(0{,}7/p)$ нс, где p — давление газа в мм рт. ст. (торрах), за счёт прямой ионизации образуется кол-во ионов, достаточное для зарядовой нейтрализации, и вторичные электроны перестают уходить поперёк пучка. После этого медленные электроны дают вторичную ионизацию, скорость к-рой определяется ускоряющим их индукционным электрич. полем и давлением. Если за время существования С. п. успевает развиться ионизац. лавина, то проводимость скачком возрастает и все дальнейшие изменения тока С. п. точно компенсируются обратным током по плазме, что приводит к фиксации степени токовой нейтрализации и конфигурации пучка в момент пробоя. Эффективность распространения мала при малых давлениях (ниже 10^{-3} торр), когда нет даже зарядовой нейтрализации, достигает максимума при давлениях 0,1—1 торр, где может осуществиться токовая нейтрализация, а при больших давлениях падает из-за процессов рассеяния.

С. п. положит. ионов (гл. обр. водорода) снимаются с прианодной плотной плазмы, имеющей эмиссионную способность до 1 кА/см^2, и выводятся в сторону катода. В режиме ограничения пространственным зарядом диодный промежуток в ср. нейтрален, но плотность полного тока превышает закон «трёх вторых» не более чем в два раза из-за локальной раскомпенсации ионного и электронного потоков. Ионы с массой M дают тогда лишь малую долю $\sim (m/M)^{1/2}$ от полного тока, переносимого в осн. встречными электронами. Для повышения эффективности служит магн. изоляция электронной компоненты, не влияющая на распространение ионов. В рефлексных ионных диодах используется прозрачный для электронов анод, вблизи к-рого создаётся увеличенная плотность осциллирующих электронов. При этом может быть заметно превышен предел «трёх вторых» для ионов. Совр. конструкции диодов позволяют получать С. п. ионов $\sim$МА при энергии $\sim$1 МэВ и малой ($\leqslant 1^\circ$) угл. расходимости. Распространение С. п. ионов возможно только в условиях зарядовой нейтрализации медленными сопровождающими электронами.

Лит.: Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П., Мощные электронные пучки и их применение, М., 1977; Миллер Р., Введение в физику сильноточных

пучков заряженных частиц, пер. с англ., М., 1984; Быстрицкий В. М., Диденко А. Н., Мощные ионные пучки, М., 1984. *А. Н. Лебедев.*

СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ — установки для получения сильноточных пучков заряж. частиц (электронов и ионов), создающих ток $I > 10^4$ А при энергии частиц $>10^5$ эВ. С. у. содержит источник импульсов высокого напряжения и вакуумный диод, на к-рый это напряжение подаётся и в межэлектродном промежутке к-рого происходит ускорение (рис. 1). Большинство С. у. являются ускорителями прямого действия,

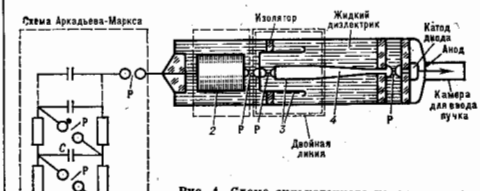


Рис. 1. Схема сильноточного ускорителя: *1* — высоковольтный выпрямитель; *2* — промежуточный накопительный элемент; *3* — электроды двойной формирующей линии; *4* — трансформирующая линия передачи; *Р* — разрядники; *С* — конденсаторы.

в к-рых частицы получают весь прирост энергии за один проход через ускоряющий промежуток (вакуумный диод), на электроде к-рого они и образуются.

Принцип действия. На диод подаётся напряжение от генератора мощных высоковольтных импульсов. Источником электронов или отрицат. ионов служит плазма, образующаяся за неск. нс на катоде в результате *взрывной электронной эмиссии*, когда при достижении ср. напряжённости поля на катоде $\sim 10^8$ В/см происходит тепловой взрыв его микронеоднородностей. В ионных диодах плазма создаётся на аноде и из неё вытягиваются положит. ионы. Для эфф. работы ионного диода сопутствующий электронный ток на анод искусственно подавляют.

Образовавшиеся на катоде и аноде слои плазмы расширяются со скоростью $v = (2-3)\cdot 10^6$ см/с, межэлектродный промежуток (размером d от неск. мм до неск. см) сокращается в течение импульса. При относительно небольших напряжениях V [МВ] в диоде с электродами в виде двух плоских дисков радиуса R (рис. 2, *а*) течёт равномерно распределённый электронный ток $I = 7{,}3\ V^{3/2}R^2/d^2$ [кА]. Через время $t_к = d/2v$ оба слоя плазмы соединяются и диод закорачивается. Время устойчивой работы диода, пока его сопротивление не сильно отличается от внутр. сопротивления генератора импульсов, должно быть в неск. раз меньше $t_к$ и обычно не превосходит 100 нс. Это и определяет верх. границу длительности пучка С. у., если не приняты спец. меры для умеиьшения v. Для эфф. работы С. у. за это же время в пучок должна быть передана существенная доля первоначально запасённой энергии.

В случае больших напряжений и отношения R/d, т. е. при больших токах, когда ларморовский радиус электронов в собств. маги. поле пучка становится мал по сравнению с зазором (рис. 2, *б*), диод переходит в режим сильного пинча. При этом эффективно эмиттируют только участки поверхности, расположенные на периферии катода, а ток на аноде сфокусирован в центральное пятно малого размера и определяется соотношением:

$$I = 8{,}5\gamma(R/d)\ \mathrm{arch}\ \gamma\ [\text{кА}],$$

где $\gamma \approx 2V + 1$ — полная энергия электронов в единицах энергии покоя m_0c^2. Для формирования выведенного пучка С. у. часто используют цилиндрич. диоды, помещённые в аксиальное магн. поле (рис. 2, *в*). При большом электронном токе

$$I > 17\sqrt{V(2V+1)}/\ln(r_а/r_к)\ [\text{кА}],$$

где $r_а$ и $r_к$ — радиусы анода и катода, такой диод может работать и без внеш. магн. поля. Чтобы ларморовский радиус электронов стал меньше межэлектродного расстояния и электроны не достигали анода, уже достаточно маги. поля тока, текущего по катодному стержню (явление магн. самоизоляции). В этом случае анодная плазма образуется позднее, а скорость разлёта катодной плазмы несколько ограничивается магв. полем и работоспособное состояние диода может поддерживаться >10 мкс.

Для генерации ионных пучков анод диода делают из диэлектрика соответствующего хим. состава. В результате пробоя на поверхности анода образуется плазма, из к-рой под действием внеш. поля и поля пространственного заряда электронов эмиттируются ионы. Для увеличения энергии в ионном пучке ток электронов, пересекающих диод, должен быть уменьшен, но сохранён большой отрицат. пространственный заряд. Для этого используется либо поперечное магн. поле, параллельное поверхности катода (т. н. ионные диоды с магн. изоляцией, рис. 3, *а*), либо полупроводные для ускоренных электронов аноды, покрытые диэлектриком (т. н. рефлексные диоды и триоды, рис. 3, *б*). Во втором случае электроны многократно проходят сквозь анод, создавая увеличенный отрицат. пространственный заряд, облегчающий вытягивание ионов из плазмы. При прочих равных условиях значение плотности тока ионов оказывается в $\sqrt{M_i/m_e}$ раз меньше плотности электронного тока. Эффективность ионных источников достигает 50—60% при импульсном токе ионов $I_0 \sim 1$ МА и напряжения ~ 1 МВ.

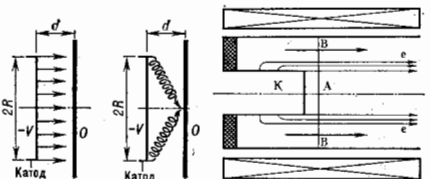


Рис. 2. Траектории электронов в диоде с малым (*а*) и большим (*б*) токами; *в* — в диоде с магнитной изоляцией.

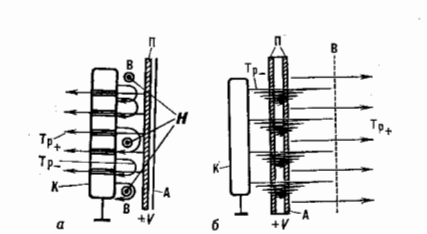


Рис. 3. Схемы ионных диодов с магнитной изоляцией (*а*) и рефлексных диодов (*б*): *К* — катод; *А* — анод, *П* — поверхностная плазма; *Н* — поперечное магнитное поле; Тр$_-$ — траектории электронов; Тр$_+$ — траектории ионов; В — виртуальный катод (плоскость остановки электронов).

Генератор мощных высоковольтных импульсов. В большинстве С. у. первичное накопление энергии осуществляется в конденсаторах *С* (рис. 1) при сравнительно низком напряжении (~100 кВ), после чего следует увеличение напряжения на один-два порядка либо с помощью импульсного трансформатора, либо коммутацией конденсаторной батареи из параллельного соединения в последовательное (схема Аркадьева — Маркса). Если длительность импульса больше времени работоспособного состояния диода, то приходится вводить «обостритель» импульсов (усилитель мощности) в одном или нескольких каскадах. Эти каскады обычно выполнены в виде отрезков *линий передач*, погружённых в диэлектрик для увеличения уд. энергоёмкости. Для этого используют *жидкие диэлектрики* (трансформаторное и касторовое масло в случае высокого напряжения, воду — низкого), не «запоминающие» пробоев и имеющие повыш. электрич. прочность при длительности импульса, меньшей ~1 мкс. Применение воды, имеющей высокую диэлектрич. проницаемость, и следовательно энергоёмкость, позволяет сократить размеры линии, но требует тщательной очистки и деионизации, чтобы исключить потери энергии за времена порядка 1—10 мкс. Для малых напряжений и больших токов используются одинарные линии, в обратном случае — двойные (т. н. линии Блюмляйна), создающие удвоение напряжения на нагрузке, к-рой служит диод. В С. у. с малой запасаемой энергией низкоиндуктивный источник может непосредственно обеспечить на диоде импульс напряжения длительностью $\lesssim$ 100 нс. Такую же схему имеют С. у. с длительностью пучка $\gg$1 мкс, но в этом случае схема Аркадьева — Маркса обычно собирается из искусств. длинных линий. Это позволяет получить на диоде импульсное напряжение, близкое к прямоугольному.

Поскольку ток и мощность С. у. определяются напряжением генератора высоковольтных импульсов, имеющим естеств. техн. ограничения, для достижения экстремальных параметров используется конструкция из модулей с умеренными параметрами каждого модуля и сложением выходных токов или напряжений спец. сумматорами. Так, в исследованиях по инерциальному УТС мощность пучка должна составлять десятки ТВт при энергии электронов ~10^6 эВ или лёгких ионов ~10^7 эВ. Для создания С. у. с такими выходными параметрами пучков разработаны схемы высоковольтных ускорителей с параллельным включением выходов неск. десятков модулей. Примеры таких установок — Proto-2 и PBFA-2 (США) и «Ангара»-5 (СССР) (табл. 1).

Таб л. 1.—**Параметры сильноточных ускорителей с параллельным соединением модулей**

	PBFA-2 (США)	«Ангара»-5 (СССР)
Число модулей	36	8 (проект 48)
Энергозапас пучка, МДж	13	0,7(4,2)
Мощность пучка, ТВт	100	9(50)
Параметры модуля		
$V_{вых}$, МВ	6	2,3
Энергозапас, МДж	0,36	0,29
Формирующая линия (вода)		
Тип	одинарная	двойная
$t_{зар}$, мкс	0,130	
$V_{зар}$, МВ	4,6	2,1
$t_{имп}$, нс	50	90
$V_{имп}$, МВ	2,7	1,8
$P_{имп}$, ТВт	2,8	1,1

Для повышения энергии частиц в С. у. используется последоват. включение модулей, т. е. доускорение пучка. Практически это делается в линейных индукц. ускорителях либо в аналогичной по принципу действия последовательности ускоряющих промежутков, питаемых от собств. линий передачи. Непосредств. суммирование напряжений модулей до 20 МВ на одном диоде осуществлено в установке «Гермес»-III с помощью длинного магнитоизолиров. штока-катододержателя, закреплённого лишь на низковольтном конце и проходящего через все модули.

В табл. 2 приведены нек-рые параметры американских С. у. (уже созданной установки «Гермес» и разрабатываемой установки EDNA) с последоват. суммированием напряжений отд. модулей.

Таб л. 2.—**Параметры сильноточных ускорителей со сложением напряжений модулей**

	«Гермес»-III (США)	EDNA (США)
Выходное напряжение, МВ	22	47
Выходной ток, МА	0,73	1,2
Длительность импульса, нс	40	60
Сумматор		
Длина, м	16	37
Число индукторов	20	40
Напряжение на индукторе, МВ	1,1	1,2
Одинарные формирующие линии		
Число	80	160
Импеданс, Ом	5	4
Зарядное напряжение, МВ	2,6	2,9

Транспортировка пучков С. у. на большое расстояние представляет собой сложную проблему, связанную с преодолением сил пространственного заряда и тока (см. *Сильноточные пучки*). Без компенсации пространственного заряда электронный пучок радиуса *a* может быть проведён в продольном магн. поле, жёсткость к-рого $aB \gg 1{,}7\ \gamma$ [кГс·см], но макс. ток ограничен теоретич. значением $\approx 8{,}5(\gamma^{2/3}-1)^{3/2}/\ln(R/a)$[кА], где R — радиус канала транспортировки. При наличии в пучке положит. ионов с относит. плотностью $>\gamma^{-2}$ (напр., при распространении в плазме низкой концентрации) поперечное растакливание электронов сменяется сжатием. Необходимая плотность ионов устанавливается также при транспортировке электронных пучков в вакуумных каналах, на периферии к-рых имеется или создаётся самим пучком плотная плазма. Транспортировка ионных пучков С. у. не может быть обеспечена внеш. полями и требует компенсации сил пространственного заряда ионов медленными сопутствующими электронами. На практике такая нейтрализация осуществляется на выходе ионов из диодов.

Применение. С. у. служат гл. обр. для *нагрева плазмы*, создания с помощью полей пучка *магнитных ловушек* и для сжатия микромишеней в системах УТС с *инерциальным удержанием* плазмы. Кроме того, пучки, создаваемые С. у., используются для генерации сверхмощных импульсов СВЧ-колебаний в диапазоне от субмиллиметровых до дециметровых волн, для накачки *химических лазеров* и *газовых лазеров* высокого давления, в коллективных методах ускорения ионов и т. д.

Лит.: Смирнов В. П., Получение сильноточных пучков электронов, «ПТЭ», 1977, № 2, с. 7; Накопление и коммутация энергии больших плотностей, пер. с англ., М., 1979; Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков, М., 1990. *А. Н. Лебедев, В. Н. Ябловков.*

СИМЕНС (См, S) — единица СИ электрич. проводимости. Названа в честь Э. В. Сименса (E. W. Siemens). 1 См равен электрич. проводимости проводника, имеющего сопротивление 1 Ом.

СИММЕТРИЯ в физике. В том случае, когда состояние системы не меняется в результате к.-л. преобразования, к-рому она может быть подвергнута, говорят, что система обладает С. относительно данного преобразования. С. физ. системы определяется С. её *Гамильтона функции* или (в квантовой механике) её *гамильтонианом*, т. е. преобразованиями С. для физ. системы являются преобразования, не ме-

няющие её гамильтониана. В математике такие преобразования составляют *группу*. Фундам. значение С. в физике определяется прежде всего тем, что каждому непрерывному преобразованию С. отвечает *сохранения закон* нек-рой физ. величины, связанной с указанной С. (см. *Нётер теорема*). Т. о., само существование сохраняющихся физ. величин обусловлено определёнными типами С., а физ. величины выступают в качестве генераторов соответствующих преобразований.

С др. стороны, оси. принцип совр. калибровочных теорий фундам. взаимодействий природы (напр., сильного и электрослабого), заключающийся в том, что в качестве источников калибровочных полей — переносчиков взаимодействия — выступают определённые сохраняющиеся величины, играющие тем самым роль «зарядов», может быть реализован только при наличии вполне определённых локальных С. Существование такого рода С. однозначно определяет ур-ния, описывающие поведение калибровочных полей. Т. о., симметрия взаимодействий в этом случае полностью определяет их динамику. Подобный подход может быть использован и в теории гравитации. Поэтому соображения о С. взаимодействий лежат в основе попыток построения единой теории всех сил природы (см. *Великое объединение*).

Спец. вопросом является теория С. молекул и кристаллов, к-рая, используя теоретико-групповые методы, устанавливает классы *симметрии кристаллов*, типы *симметрии молекул*, классификацию их термов, возможность переходов между ними и т. д. На основе теории С. даётся описание физ. явлений в средах с определённой С.

Среди разных типов С. различают пространственно-временные С. и внутренние С.

Пространственно-временные симметрии

Пространственно-временные С. являются наиб. общими С. природы. Их можно разделить на С., связанные с непрерывными и дискретными преобразованиями.

К непрерывным преобразованиям относятся следующие.

(1) Перенос (сдвиг) системы как целого в пространстве [пространственно-временные преобразования (1) — (4) можно понимать в двух смыслах: как активное преобразование — реальный перенос физ. системы относительно выбранной системы отсчёта; как пассивное преобразование — параллельный перенос системы отсчёта]. С. физ. законов относительно сдвигов в пространстве означает эквивалентность всех точек пространства, т. е. отсутствие в пространстве к.-л. выделенных точек (однородность пространства).

(2) Изменение начала отсчёта времени (сдвиг во времени); С. относительно этого преобразования означает эквивалентность всех моментов времени (однородность времени), благодаря к-рой физ. законы не меняются со временем.

(3) Поворот системы как целого в пространстве; С. физ. законов относительно этого преобразования означает эквивалентность всех направлений в пространстве (изотропию пространства).

(4) Переход к системе отсчёта, движущейся относительно данной системы с постоянной (по направлению и величине) скоростью. С. относительно этого преобразования означает, в частности, эквивалентность всех инерциальных систем отсчёта.

Все указанные С. отражают свойства плоского 4-мерного пространства Минковского с псевдоевклидовой метрикой (см. *Относительности теория*). Преобразования (1) и (2) представляют сдвиги, а (3) и (4) — повороты в пространстве Минковского. С. относительно первых двух преобразований приводит к законам сохранения импульса и энергии, а С. относительно поворотов — к закону сохранения момента и равномерному прямолинейному движению центра инерции физ. системы (в инерциальной системе координат).

Это имеет глубокий смысл. Поскольку при всех наблюдениях изучается не само пространство, а поведение материальных объектов (в т. ч. и распространение света), то, по мысли А. Пуанкаре (A. Poincaré), не может существовать «абсолютная» геометрия пространства, оторванная от физ. явлений. Геом. аксиомы, согласно Пуанкаре, представляют собой условные положения (соглашения), при выборе к-рых руководствуются лишь опытными фактами, но сам выбор остаётся свободным и ограничен только необходимостью избегать внутр. противоречий. Евклидова геометрия, по мысли Пуанкаре, является предпочтительной, т. к. она проще других геометрий и в достаточной степени согласуется со свойствами твёрдых тел. Однако Пуанкаре упускал связь С. пространства с законами сохранения. Если принять в качестве постулата независимое существование всех перечисленных выше законов сохранения, связывающих все возможные процессы в природе (независимо от того, какими силами они вызываются), то 4-мерное пространство Минковского с псевдоевклидовой метрикой может рассматриваться именно в качестве «абсолютной» геометрии пространства-времени. При этом в пространстве Минковского может быть построена и релятивистская теория гравитации, результаты к-рой для экспериментально наблюдавшихся в Солнечной системе явлений совпадают с выводами *общей теории относительности* А. Эйнштейна (A. Einstein) (ОТО). *Риманово пространство* ОТО с точки зрения этой теории является «эффективным» пространством, к-рое не может иметь сложной топологии, поскольку «кривизна» его связана с универсальным «искривлением» движения материальных объектов под действием гравитац. поля в пространстве Минковского. В такой теории естественно выполняются все законы сохранения и возможна локализация энергии — импульса гравитац. поля, не существующая в римановом пространстве (напр., для сильных гравитац. полей).

Дискретные пространственно-временные симметрии

Слабое и сильное отражение. *CPT*-симметрия. Из свойств пространства Минковского и осн. положений квантовой теории поля следует, что для любой частицы, обладающей к.-л. зарядом, должна существовать симметричная ей *античастица* (обладающая той же массой, временем жизни и спином, но с противоположным значением заряда), а также необходимость определённой С. между движениями частиц и античастиц. Основой для указанной С. является то, что одноврем. отражение всех пространственных осей (P) и временной оси (T) (т. е. переход к зеркальной системе пространственных координат и отсчёт времени в обратном направлении) формально сводится к повороту в пространстве Минковского на мнимый угол (в евклидовом пространстве чётное число отражений сводится к реальному повороту). Поэтому теория, удовлетворяющая требованиям релятивистской инвариантности, т. е. инвариантная относительно поворотов в пространстве Минковского, должна быть инвариантна и относительно т. н. слабого отражения (PT). (То, что при этом поворот осуществляется на мнимый угол, не имеет принципиального значения, по крайней мере, для теорий с локальным взаимодействием частиц с конечным спином.)

Поскольку при слабом отражении энергии и импульс частиц меняются на противоположные значения, инвариантность теории относительно слабого отражения, казалось бы, приводит к существованию физически недопустимых состояний с отрицат. энергиями. В квантовой теории поля это можно устранить, истолковав движение частиц с отрицат. энергиями как обращённое по времени, зеркально симметричное движение частиц с положит. энергиями, но с противоположным значе-

нием заряда. Т. о., необходимость существования античастиц следует из требования релятивистской инвариантности и положительности энергии. (По существу из тех же самых требований вытекает связь спина частиц с их статистикой — см. *Паули теорема*.) Законы природы оказываются, следовательно, симметричными относительно т. н. сильного отражения (*CPT*), заключающегося в одноврем. проведении слабого отражения и зарядового сопряжения (*C*) (т. е. перехода от частиц к античастицам). Это утверждение составляет содержание *теоремы CPT*, согласно к-рой для любого движения частиц может осуществляться в природе симметричное ему (обращённое по времени, зеркально отражённое) движение античастиц.

Несмотря на то что из общих принципов теории следует С. лишь относительно одноврем. проведения преобразований *P*, *T*, *C*, в широком классе явлений существует С. по отношению к каждому из указанных преобразований в отдельности.

Зеркальная симметрия (С. относительно инверсии *P*). Осуществляется в процессах, вызываемых сильными и эл.-магн. взаимодействиями, а также в системах, связанных с помощью этих взаимодействий (атомах, атомных ядрах, молекулах, кристаллах и т. д.). Наличие зеркальной С. означает, что для любого процесса, обусловленного сильным или эл.-магн. взаимодействием, с равной вероятностью могут осуществляться два зеркально-симметричных перехода. Это обусловливает, напр., симметричность относительно плоскости, перпендикулярной спину, угл. распределения квантов, испускаемых поляризов. ядрами [поскольку вероятности вылета γ-кванта под углами θ и $\pi - \theta$ к спину ядра одинаковы: $w(0) = w(\pi - \theta)$]. Зеркально-симметричные состояния отличаются друг от друга противоположными направлениями скоростей (импульсов) частиц и электрич. полей и имеют одинаковые направления магн. полей и спинов частиц. С. гамильтониана относительно пространственной инверсии отвечает закон сохранения пространственной чётности системы. Пространственная чётность, подобно др. величинам, существование к-рых связано с дискретными С., не имеет аналога в классич. механике (т. к. в исследпей нет понятия относит. фазы между состояниями), однако она может служить характеристикой волновых движений (напр., в волноводах).

Наличие зеркальной С. гамильтониана взаимодействий не исключает возможности существования физ. состояний, где такая С. нарушена. Примером могут служить изомерные молекулы, к-рые вращают плоскость поляризации света в противоположные стороны. Существование *изомерии молекул* явно нарушает зеркальную С. и представляет собой случай т. н. *спонтанного нарушения симметрии*. Общая С. гамильтониана относительно инверсий проявляется в том, что для любой, напр. левовращающей, молекулы существует правовращающий изомер, представляющий собой зеркальное изображение первой. Формальное нарушение зеркальной С. связано, т. о., в этом случае с *вырождением* осн. состояния и асимметрией физ. вакуума для света, распространяющегося в веществе из одних правовращающих или левовращающих молекул.

Зарядовая симметрия

Сильные и эл.-магн. взаимодействия инвариантны относительно операции зарядового сопряжения: замены всех частиц на соответствующие им античастицы. Эта С. не является пространственной и рассматривается в этом разделе из-за её связи с *CPT*-симметрией. Зарядовая С. приводит к закону сохранения особой величины — *зарядовой чётности* (или *C*-чётности), характеризующей истинно нейтральную частицу (или систему частиц, не обладающую к.-л. зарядом), переходящую сама в себя при зарядовом сопряжении.

***CP*-симметрия**

С. гамильтониана относительно преобразования пространственной инверсии одновременно с зарядовым сопряжением (комбинациров. инверсия) наз. *CP*-симметрией. Поскольку сильные и эл.-магн. взаимодействия симметричны относительно каждого из этих преобразований, они симметричны и относительно комбинациров. инверсии. Однако относительно этого преобразования оказываются симметричными и слабые взаимодействия, к-рые не обладают С. по отношению к преобразованию инверсии и зарядовому сопряжению в отдельности. С. процессов слабого взаимодействия относительно комбинациров. инверсии может служить указанием на то, что отсутствие зеркальной С. в них связано со структурой элементарных частиц и что античастицы по своей структуре являются как бы «зеркальным изображением» соответствующих частиц. В этом смысле процессы слабого взаимодействия, происходящие с к.-л. частицами, и соответствующие процессы с их античастицами связаны между собой так же, как и явления в оптич. изомерах.

Открытие распадов долгоживущих K^0_L-мезонов на два π-мезона и наличие зарядовой асимметрии в распадах $K^0_L \to \pi^+e^-\bar{\nu}_e(\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ и $K^0_L \to \pi^-e^+\nu_e(\pi^-\mu^+\nu_\mu)$ (см. *K-мезоны*) указывают на существование сил, несимметричных относительно комбинациров. инверсии. Пока не установлено, являются ли эти силы малыми добавками к известным фундам. взаимодействиям (сильному, эл.-магн., слабому) или же имеют особую природу. Возможно, что нарушение *CP*-симметрии связано со спонтанным нарушением С. физ. вакуума в нашей области Вселенной.

Симметрия относительно обращения времени (*T*)

Благодаря существованию *CPT*- и *CP*-симметрий как для сильных, так и для электрослабых взаимодействий (исключая взаимодействие, нарушающее *CP*-симметрию) выполняется С. относительно обращения времени. Она означает, что любому движению под действием этих сил соответствует в природе симметричное движение, при к-ром система проходит в обратном порядке все состояния, что и в первоначальном движении, но с изменёнными на противоположные направлениями скоростей частиц, спинами и магн. полями. Из *T*-симметрии следуют соотношения между прямыми и обратными реакциями, позволяющие экспериментально проверять выполнение *T*-инвариантности в разл. процессах (см. *Детального равновесия принцип*), а также ряд др. заключений (см., напр., *Крамерса теорема*).

Симметрия относительно перестановки одинаковых частиц

При квантовомеханич. описании систем, содержащих одинаковые частицы, эта С. приводит к принципу неразличимости одинаковых частиц, к полной их тождественности. Волновая ф-ция системы симметрична относительно перестановки любой пары одинаковых частиц с целым спином (т. е. перестановки их пространственных и спиновых переменных) и антисимметрична относительно такой перестановки для частиц с полуцелым спином. Связь спина и статистики является следствием релятивистской инвариантности теории и тесно связана с *CPT*-теоремой.

Симметрия (или антисимметрия) волновой ф-ции относительно перестановки одинаковых частиц является простейшим (одномерным) *представлением группы* перестановок. В принципе математически возможно существование более сложных (многомерных) представлений этой группы (см. *Парастатистика*). Реальные более сложные типы С. возникают отдельно для координатных (или спиновых) волновых ф-ций одинаковых частиц, когда рассматриваются перестановки только

координат (или только спинов) одинаковых частиц (см. *Юнга схемы*).

Внутренние симметрии

Под внутренними С. понимают С. между частицами (в квантовой теории поля — между полями) с различными внутренними *квантовыми числами*. Среди различных внутр. С. можно выделить глобальные С. и локальные С.

Г л о б а л ь н ы е С. Примером такой С. является инвариантность лагранжиана относительно следующих *калибровочных преобразований* входящих в него полей:

$$\psi_i \to \psi_i' = \exp(i\alpha Q_i)\psi_i, \quad \psi_i^* \to \left(\psi_i^*\right)' = \left(\psi_i^*\right)' \exp(-i\alpha Q_i), \quad (1)$$

где α — произвольное число, а числа Q_i фиксированы для каждого поля ψ_i. Эта инвариантность приводит к аддитивному закону сохранения заряда $\sum_i Q_i =$ = const. Наряду с электрическим в качестве зарядов могут выступать и др. заряды: барионный, лептонный, странность и т. д. Инвариантность относительно преобразования (1) выполняется, когда в лагранжиан симметрично в виде комбинации $(\psi_{i1}^2 + \psi_{i2}^2)$ входят два действительных поля ψ_{i1} и ψ_{i2} (с одинаковыми массами). В этом случае они могут быть заменены комплексными полями

$$\psi_i = 1/\sqrt{2}\,(\psi_{i1} + i\psi_{i2}) \text{ и } \psi_i^* = 1/\sqrt{2}\left(\psi_{i1}^* - i\psi_{i2}^*\right).$$

Преобразование (1) отвечает преобразованию «поворота» полей вокруг фиксиров. оси:

$$\begin{aligned} \psi_{i1}' &= \psi_{i1}\cos Q\alpha - \psi_{i2}\sin Q\alpha, \\ \psi_{i2}' &= \psi_{i1}\sin Q\alpha + \psi_{i2}\cos Q\alpha. \end{aligned} \quad (2)$$

Симметрия (1) наз. глобальной С., если параметр преобразования α не зависит от пространственно-временных координат точки, в к-рой рассматривается поле. Преобразования (1) с рвзл. параметрами α коммутируют между собой и составляют *абелеву группу* U (1) [см. *Симметрия U(1)*]. Если лагранжиан симметричен относительно преобразований «поворотов» неск. комплексных полей, то возникают более сложные, н е а б е л е в ы г р у п п ы С. с неск. параметрами, напр. группа $SU(2)$ для *изотопического спина* [см. *Симметрия SU(2)*], группа $SU(3)$ для цветовой С. [$SU_c(3)$, см. *Цвет*, *Симметрия SU(3)*] или С. между *ароматами* кварков [$SU_f(3)$]. Во всех случаях С. наз. глобальной, если параметры преобразований не зависят от пространственно-временных координат.

Дополнительная, т. н. *киральная симметрия* возникает для частиц нулевой массы. Поскольку для безмассовых частиц сохраняется их *спиральность*, наличие к.-л. внутр. С. для них приводит к тому, что она может выполняться независимо для левых и правых частиц (с положит. и отрицат. спиральностью). Так, для безмассовых u-, d-кварков должна быть группа С. $SU_L(2) \times SU_R(2)$.

Л о к а л ь н ы е С. Если параметры преобразований для глобальных С. можно рассматривать как произвольные ф-ции пространственно-временных координат, то говорят, что соответствующие С. выполняются локально. Предположение о существовании локальной С. позволяет построить теорию, в к-рой сохраняющиеся (благодаря наличию глобальной С.) величины (заряды) выступают в качестве источников особых *калибровочных полей*, переносящих взаимодействие между частицами, обладающими соответствующими зарядами. Поскольку во всякую динамич. теорию входит обобщённый импульс, оператор к-рого $\hat{P}_\mu = i\partial/\partial x^\mu$ при действии на преобразованное поле приводит в случае локальной С. к появлению произвольных ф-ций [напр., $iQ\partial\alpha/\partial x^\mu$ для преобразования (1)], то инвариантность теории возможна лишь при условии, когда возникающий произвол каким-то образом компенсируется. Такая компенсация оказывается возможной, если обобщённый импульс входит в теорию в комбинации с нек-рым векторным полем, соответственно изменяющимся при калибровочных преобразованиях. Т. о., локальная С. может осуществляться только при наличии компенсирующих (калибровочных) полей. Для локальной U(1)-симметрии обобщённый импульс должен входить в комбинации $\hat{P}_\mu - QA_\mu$ с векторным полем A_μ, к-рое при преобразованиях (1) изменяется по закону $A_\mu' = A_\mu - \partial\alpha/\partial x^\mu$.

Произвол, существующий в определении поля A_μ (произвольная ф-ция $\partial\alpha/\partial x^\mu$), устраняется в тензоре

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu}.$$

Поэтому физ. величинами являются компоненты тензора $F_{\mu\nu}$, из к-рого однозначно строится лагранжиан поля A_μ.

Для локальных неабелевых С. необходимо существование неск. векторных калибровочных полей, к-рые в этом случае будут сами обладать «зарядами» и взаимодействовать между собой. Требование отсутствия калибровочного произвола в физ. величинах позволяет однозначно установить закон взаимодействия этих полей. Впервые модель с локальной изотопической $SU(2)$-симметрией была рассмотрена Ч. Янгом (Ch. Yang) и Р. Л. Миллсом (R. L. Mills) в 1954. Успех *квантовой хромодинамики*, построенной на основе локальной цветовой $SU_c(3)$-симметрии и теории *электрослабых взаимодействий*, позволяет предположить, что требование локальной С. является общим принципом построения теории фундаментальных взаимодействий. Исходя из этих принципов строятся разл. модели *Великого объединения*, в к-рых пытаются учесть наблюдаемую в электрослабом взаимодействии С. между лептонами и кварками, С. между разл. поколениями лептонов и кварков, а также использовать предполагаемую суперсимметрию, связывающую частицы с целым и полуцелым спином (см. *Суперсимметрия*, *Супергравитация*).

Нарушение симметрии

Многие из С. природы являются приближёнными или нарушенными. Следует различать при этом явное и *спонтанное нарушение симметрии*. Явное нарушение С. обусловлено нарушением С. эффективного гамильтониана системы [напр., нарушение изотопич. инвариантности и $SU_f(3)$-симметрии по ароматам кварков связано с различием их масс]. Спонтанное нарушение С. происходит из-за нарушения С. вакуума, к-рый при симметричном гамильтониане может быть вырожденным (см. *Вырождение вакуума*). Спонтанное нарушение глобальных С. приводит к появлению безмассовых (голдстоуновских) частиц (см. *Голдстоуна теорема*, *Голдстоуновские бозоны*). Спонтанное нарушение калибровочных С. может, наоборот, приводить к тому, что безмассовые частицы, отвечающие калибровочным полям (какими являются, напр., поля промежуточных $W^\pm$ и Z^0-бозонов), приобретают массу (см. *Хиггса бозоны*). Спонтанное нарушение дискретных С. может быть в принципе причиной появления P- или CP-несимметричных вакуумов в определённых частях Вселенной и объяснять наблюдаемые явления нарушения P- или CP-чётности.

При достаточно высоких энергиях, когда становятся возможными переходы между различными физ. вакуумами, спонтанно нарушенная С. может восстанавливаться.

Симметрия квантовомеханических систем и вырождение

Если квантовомеханич. система обладает определённой С., то операторы сохраняющихся физ. величин, соответствующих этой С., коммутируют с гамильтонианом системы. Если нек-рые из этих операторов не коммутируют между собой, уровни энергии системы оказываются вырожденными (см. *Вырождение*): определённому уровню энергии отвечают неск. различных состояний, преобразующихся друг через друга при преобразованиях С. В матем. отношении эти состояния представляют базис неприводимого представления группы С. системы. Это обусловливает плодотворность применения методов теории групп в квантовой механике.

Помимо вырождения уровней энергии, связанного с явной С. системы (напр., относительно поворотов системы как целого), в ряде задач существует дополнит. вырождение, связанное с т. н. скрытой С. взаимодействия. Такие скрытые С. существуют, напр., для кулоновского взаимодействия и для изотропного осциллятора. Скрытая С. кулоновского взаимодействия, приводящая к вырождению состояний с разл. орбитальными моментами, обусловлена, как показал В. А. Фок (1935), явной С. кулоновского взаимодействия в 4-мерном импульсном пространстве.

Если система, обладающая к.-л. С., находится в поле сил, нарушающих эту С. (но достаточно слабых, чтобы их можно было рассматривать как малое возмущение), происходит расщепление вырожденных уровней энергии исходной системы: разл. состояния, к-рые в силу С. системы имели одинаковую энергию, под действием «несимметричного» возмущения приобретают разл. энергетич. смещения, а в случаях, когда возмущающее поле обладает нек-рой С., составляющей часть С. исходной системы, вырождение уровней энергии снимается не полностью: часть уровней остаётся вырожденной в соответствии с С. взаимодействия, «включающего» возмущающее поле.

Наличие в системе вырожденных по энергии состояний в свою очередь указывает на существование С. взаимодействия и позволяет в принципе найти эту С., когда она заранее неизвестна. Последнее обстоятельство играет важнейшую роль, напр., в физике элементарных частиц.

Динамические симметрии

Оказалось плодотворным понятие т. н. динамич. С. системы, к-рое возникает, когда рассматриваются преобразования, включающие переходы между состояниями системы с разл. энергиями. Неприводимым представлением группы динамич. С. будет весь спектр стационарных состояний системы. Понятие динамич. С. можно распространить и на случаи, когда гамильтониан системы зависит от времени, причём в одно неприводимое представление динамич. группы С. объединяются в этом случае все состояния квантовомеханич. системы, не являющиеся стационарными (т. е. не обладающие заданной энергией).

Лит.: Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971; Рибсон У., Поллард Б., Принципы симметрии в физике элементарных частиц, пер. с англ., М., 1979; Пуанкаре А., О науке, пер. с франц., М., 1983; Эллиот Дж., Добер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Логунов А. А., Лекции по теории относительности и гравитации, М., 1987; Фейнман Р., Характер физических законов, пер. с англ., М., 1987.

С. С. Герштейн.

СИММЕТРИЯ КРИСТАЛЛОВ — свойство кристаллов совмещаться с собой при поворотах, отражениях, параллельных переносах либо при части или комбинации этих операций. Симметрия внеш. формы (огранки) кристалла определяется симметрией его атомного строения, к-рая обусловливает также и симметрию физ. свойств кристалла.

На рис. *1а* изображён кристалл кварца. Внеш. его форма такова, что поворотом на 120° вокруг оси

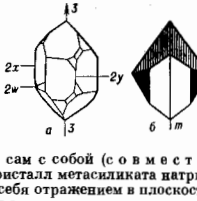


Рис. 1. *а* — кристалл кварца; *3* — ось симметрии 3-го порядка, 2_x, 2_y, 2_w — оси 2-го порядка; *б* — кристалл водного метасиликата натрия; *m* — плоскость симметрии.

3 он может быть совмещён сам с собой (совместимое равенство). Кристалл метасиликата натрия (рис. 1, *б*) преобразуется в себя отражением в плоскости симметрии *m* (зеркальное равенство).

Если $F(x_1, x_2, x_3)$ — функция, описывающая объект, напр. форму кристалла в трёхмерном пространстве или к.-л. его свойство, а операция $g[x_1, x_2, x_3]$ осуществляет преобразование координат всех точек объекта, то *g* является операцией, или преобразованием симметрии, а *F* — симметричным объектом, если выполняются условия:

$$g[x_1, x_2, x_3] = x_1', \quad x_2', \quad x_3', \tag{1а}$$

$$F(x_1, x_2, x_3) = F\left[x_1', x_2', x_3'\right]. \tag{1б}$$

В наиб. общей формулировке симметрия — неизменность (инвариантность) объектов и законов при нек-рых преобразованиях описывающих их переменных. Кристаллы — объекты в трёхмерном пространстве, поэтому классич. теория С. к.— теория симметричных преобразований в себя трёхмерного пространства с учётом того, что внутр. атомная структура кристаллов дискретная, трёхмерно-периодическая. При преобразованиях симметрии пространство не деформируется, а преобразуется как жёсткое целое. Такие преобразования наз. ортогональными или изометрическими. После преобразования симметрии части объекта, находившиеся в одном месте, совпадают с частями, находящимися в др. месте. Это означает, что в симметричном объекте есть равные части (совместимые или зеркальные).

С. к. проявляется не только в их структуре и свойствах в реальном трёхмерном пространстве, но также и при описании энергетич. спектра электронов кристалла (см. *Зонная теория*), при анализе процессов *дифракции рентгеновских лучей*, *дифракции нейтронов* и *дифракции электронов* в кристаллах с использованием обратного пространства (см. *Обратная решётка*) и т. п.

Группы симметрии кристаллов. Кристаллу может быть присуща не одна, а неск. операций симметрии. Так, кристалл кварца (рис. 1, *а*) совмещается с собой не только при повороте на 120° вокруг оси *3* (операция g_1), но и при повороте вокруг оси *3* на 240° (операция g_2), а также при поворотах на 180° вокруг осей 2_x, 2_y, 2_w (операции g_3, g_4, g_5). Каждой операции симметрии может быть сопоставлен элемент симметрии — прямая, плоскость или точка, относительно к-рой производится данная операция. Напр., ось *3* или оси 2_x, 2_y, 2_w являются осями симметрии, плоскость *m* (рис. 1, *б*) — плоскостью зеркальной симметрии и т. п. Совокупность операций симметрии $\{g_1, g_2, \ldots, g_n\}$ данного кристалла образует группу симметрии $G \in (g_1, \ldots, g_n)$ в смысле матем. теории *групп*. Последоват. проведение двух операций симметрии также является операцией симметрии. В теории групп это обозначают как произведение операций: $g_i g_k = g_l$. Всегда существует операция идентичности g_0, ничего не изменяющая в кристалле, наз. отождествлением, она геометрически соответствует неподвижности объекта или повороту его на 360° вокруг любой оси. Число операций, образующих группу *G*, наз. порядком группы.

Группы симметрии преобразований пространства классифицируют: по числу n измерений пространства, в к-рых они определены; по числу m измерений пространства, в к-рых объект периодичен (их соответственно обозначают G^n_m), и по нек-рым др. признакам. Для описания кристаллов используют различные группы симметрии, из к-рых важнейшими являются точечные группы симметрии G^3_0, описывающие внеш. форму кристаллов; их наз. также кристаллографич. классами; пространственные группы симметрии G^3_3, описывающие атомную структуру кристаллов.

Точечные группы симметрии. Операциями точечной симметрии являются: повороты вокруг оси симметрии порядка N на угол, равный $360°/N$ (рис. 2, *а*); отражение в плоскости симметрии m (зеркальное отражение, рис. 2, *б*); инверсия $\bar{1}$ (симметрия относительно точки, рис. 2, *в*); инверсионные повороты $\bar{N}$ (комбинация поворота на угол $360°/N$ с одновремен. инверсией, рис. 2, *г*). Вместо

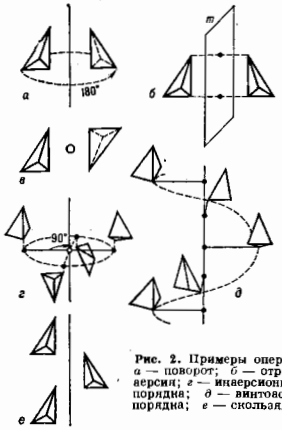


Рис. 2. Примеры операций симметрии: *а* — поворот; *б* — отражение; *в* — инверсия; *г* — инверсионный поворот 4-го порядка; *д* — винтовой поворот 4-го порядка; *е* — скользящее отражение.

инверсионных поворотов иногда рассматриваются эквивалентные им зеркальные повороты N. Геометрически возможные сочетания операций точечной симметрии определяют ту или иную точечную группу симметрии, к-рая изображается обычно в стереографич. проекции. При преобразованиях точечной симметрии по крайней мере одна точка объекта остаётся неподвижной — преобразуется сама в себя. В ней пересекаются все элементы симметрии, и она является центром стереографич. проекции. Примеры кристаллов, относящихся к различным точечным группам, даны на рис. 3.

Точечные преобразования симметрии $g[x_1, x_2, x_3] = x'_1, x'_2, x'_3$ описываются линейными ур-ниями

$$\begin{aligned} x'_1 &= a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3, \\ x'_2 &= a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3, \\ x'_3 &= a_{31}x_1 + a_{32}x_2 + a_{33}x_3 \end{aligned} \qquad (2a)$$

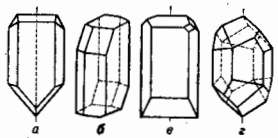


Рис. 3. Примеры кристаллов, принадлежащих к разным точечным группам (кристаллографическим классам): *а* — к классу m (одна плоскость симметрии); *б* — к классу $\bar{1}$ (центр симметрии или центр инверсии); *в* — к классу 2 (одна ось симметрии 2-го порядка); *г* — к классу $\bar{6}$ (одна инверсионно-поворотная ось 6-го порядка).

или матрицей коэффициентов

$$D = \begin{Vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{Vmatrix} = (a_{ij}). \qquad (3)$$

Напр., при повороте вокруг оси x_1 на угол $\alpha = 360°/N$ матрица D имеет вид:

$$\begin{Vmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha & 0 \\ \sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Vmatrix},$$

а при отражении в плоскости x_1x_2 D имеет вид:

$$\begin{Vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{Vmatrix}.$$

Число точечных групп G^3_0 бесконечно. Однако в кристаллах ввиду наличия кристаллич. решётки возможны только операции и соответственно оси симметрии до 6-го порядка (кроме 5-го; в кристаллич. решётке не может быть оси симметрии 5-го порядка, т. к. с помощью пятиугольных фигур нельзя заполнить пространство без промежутков). Операции точечной симметрии и соответствующие им элементы симметрии обозначаются символами: оси 1, 2, 3, 4, 6, инверсионные оси $\bar{I}$ (центр симметрии или центр инверсии), $\bar{2}$ (она же — плоскость симметрии m), $\bar{3}$, $\bar{4}$, $\bar{6}$ (рис. 4).

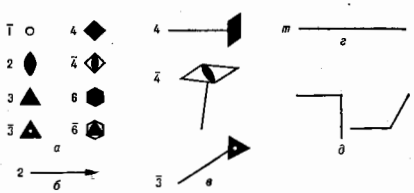


Рис. 4. Графические обозначения элементов точечной симметрии: *а* — кружок — центр симметрии, оси симметрии, перпендикулярные плоскости чертежа; *б* — ось 2, параллельная плоскости чертежа; *в* — оси симметрии, параллельные или косо расположенные к плоскости чертежа; *г* — плоскость симметрии, перпендикулярная плоскости чертежа; *д* — плоскости симметрии, параллельные плоскости чертежа.

Для описания точечной группы симметрии достаточно задать одну или неск. порождающих её операций симметрии, остальные её операции (если они есть) возникнут в результате взаимодействия порождающих. Напр., для кварца (рис. 1, *а*) порождающими операциями являются 3 и одна из операций 2, а всего операций в этой группе 6. В международные обозначения групп входят символы порождающих операций симметрии. Точечные

группы объединяются по точечной симметрии формы элементарной ячейки (с периодами a, b, c и углами α, β, γ) в 7 сингоний (табл. 1).

Группы, содержащие кроме гл. оси N плоскости симметрии m, обозначаются как N/m, если $m \perp N$ или Nm, если ось лежит в плоскости m. Если группа помимо гл. оси имеет неск. проходящих через неё плоскостей симметрии, то она обозначается Nmm.

Т а б л. 1.—**Точечные группы (классы) симметрии кристаллов**

Сингония	Обозначения групп: международ.	Обозначения групп: по Шёнфлису	Название класса (группы)
Триклинная $a\neq b\neq c$ $\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq 90°$	1	C_1	Моноэдрический
	$\bar{1}$	C_i	Пинакоидальный
Моноклинная $a\neq b\neq c$	2	C_2	Диэдрический осевой
$\alpha=\beta=90°$	m	C_s	Диэдрический безосный
$\gamma\neq 90°$	$2/m$	C_{2h}	Призматический
Ромбическая $a\neq b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$	222	D_2	Ромбо-тетраэдрический
	$mm2$	C_{2v}	Ромбо-пирамидальный
	mmm	C_{2h}	Ромбо-дипирамидальный
Тетрагональная $a=b\neq c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$	4	C_4	Тетрагонально-пирамидальный
	422	D_4	Тетрагонально-трапецоэдрический
	$4/m$	C_{4h}	Тетрагонально-дипирамидальный
	$4mm$	C_{4v}	Дитетрагонально-пирамидальный
	$4/mmm$	D_{4h}	Дитетрагонально-дипирамидальный
	$\bar{4}$	S_4	Тетрагонально-тетраэдрический
	$\bar{4}2m$	D_{2d}	Тетрагонально-скаленоэдрический
Тригональная (в ромбоэдрической установке) $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma\neq 90°$	3	C_3	Тригонально-пирамидальный
	32	D_3	Тригонально-трапецоэдрический
(возможно описание и в гексагональных координатах)	$3m$	C_{3v}	Дитригонально-пирамидальный
	$\bar{3}$	C_{3i}	Ромбоэдрический
	$\bar{3}m$	D_{3d}	Дитригонально-скаленоэдрический
Гексагональная $a=b\neq c$ $\alpha=\beta=90°$ $\gamma=120°$	$\bar{6}$	C_{3h}	Тригонально-дипирамидальный
	$\bar{6}m2$	D_{3h}	Дитригонально-дипирамидальный
	6	C_6	Гексагонально-пирамидальный
	622	D_6	Гексагонально-трапецоэдрический
	$6/m$	C_{6h}	Гексагонально-дипирамидальный
	$6mm$	C_{6v}	Дигексагонально-пирамидальный
	$6/mmm$	D_{6h}	Дигексагонально-дипирамидальный
Кубическая $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=90°$	23	T	Тритетраэдрический
	$m\bar{3}$	T_h	Дидодекаэдрический
	$\bar{4}3m$	T_d	Гексатетраэдрический
	432	O	Триоктаэдрический
	$m\bar{3}m$	O_h	Гексаоктаэдрический

Группы, содержащие лишь повороты, описывают кристаллы, состоящие только из совместимо равных частей (группы 1-го рода). Группы, содержащие отражения или инверсионные повороты, описывают кристаллы, в к-рых есть зеркально равные части (группы 2-го рода). Кристаллы, описываемые группами 1-го рода, могут кристаллизоваться в двух энантиоморфных формах («правой» и «левой», каждая из к-рых не содержит элементов симметрии 2-го рода), но зеркально-равных друг другу (см. *Энантиоморфизм*).

Группы С. к. несут в себе геом. смысл: каждой из операций $g_i \in G$ соответствуют, напр., поворот вокруг оси симметрии, отражение в плоскости. Нек-рые точечные группы в смысле теории групп, учитывающей лишь правила взаимодействия операций $g_i g_k = g_l$ в данной группе (но не их геом. смысл), оказываются одинаковыми, или изоморфными друг другу. Таковы, напр., группы 4 и $\bar{4}$; $2/m$, $mm2$, 222. Всего имеется 18 абстрактных групп, изоморфных одной или нескольким из 32 точечных групп С. к.

Точечные группы описывают симметрию не только кристаллов, но любых конечных фигур. В живой природе часто наблюдается запрещённая в кристаллографии точечная симметрия с осями 5-го, 7-го порядка и выше. Для описания регулярной структуры сферич. вирусов, в оболочках к-рых соблюдаются принципы плотной укладки молекул, и нек-рых неорганич. молекул оказались важными икосаэдрич. точечные группы 532 и $m\bar{3}m$ (см. *Биологический кристалл*). Икосаэдрич. симметрия наблюдается также в *квазикристаллах*.

Предельные группы. Ф-ции, к-рые описывают зависимость различных свойств кристалла от направления, имеют определённую точечную симметрию, однозначно связанную с группой симметрии ограничения кристалла. Она либо совпадает с ней, либо выше неё по симметрии (*Неймана принцип*).

В отношении макроскопич. свойств кристалл может описываться как однородная непрерывная среда. Поэтому многие из свойств кристаллов, принадлежащих к тем или иным точечным группам симметрии, описываются т. н. предельными точечными группами, содержа-

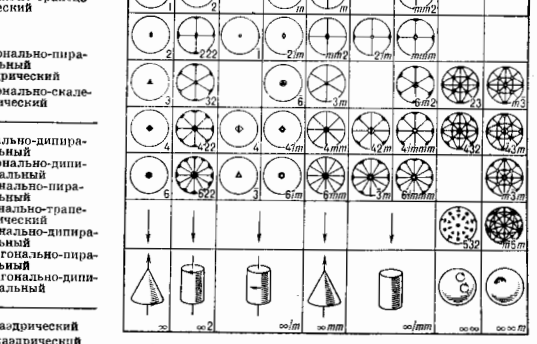


Рис. 5. Стереографические проекции 32 кристаллографических и 2 икосаэдрических групп. Группы расположены в колонки по семействам, символы которых даны в верхнем ряду. В нижнем ряду указана предельная группа каждого семейства и изображены фигуры, иллюстрирующие предельную группу.

щими оси симметрии бесконечного порядка, обозначаемые символом ∞. Наличие оси ∞ означает, что объект совмещается с собой при повороте на любой, в т. ч. бесконечно малый, угол. Таких групп 7 (рис. 5). Т. о., всего имеется 32 + 7 = 39 точечных групп, описывающих симметрию свойств кристаллов. Зная группу симметрии кристаллов, можно указать возможность наличия или отсутствия в нём пек-рых физ. свойств (см. *Кристаллофизика*).

Пространственные группы симметрии. Пространственная симметрия атомной структуры кристаллов описывается пространственными группами симметрии G_3^3. Они наз. также фёдоровскими в честь нашедшего их в 1890 Е. С. Фёдорова; эти группы были независимо выведены в том же году А. Шёнфлисом (A. Schoenflies). В противоположность точечным группам, к-рые были получены как обобщение закономерностей форм кристаллич. многогранников (С. И. Гессель, 1830, А. В. Гадолин, 1867), пространственные группы явились продуктом математическо-геом. теории, предвосхитившей эксперим. определения структуры кристаллов с помощью дифракции рентг. лучей.

Характерными для атомной структуры кристаллов операциями являются 3 некомпланарные трансляции a, b, c, к-рые и задают трёхмерную периодичность кристаллич. решётки. Кристаллич. решётка рассматривается как бесконечная во всех трёх измерениях. Такое матем. приближение реально, т. к. число элементарных ячеек в наблюдаемых кристаллах очень велико. Перенос структуры на векторы a, b, c или любой вектор $t = p_1a + p_2b + p_3c$, где p_1, p_2, p_3 — любые целые числа, совмещает структуру кристалла с собой и, следовательно, является операцией симметрии (трансляционная симметрия).

Физ. дискретность кристаллич. вещества выражается в его атомном строении. Пространственные группы G_3^3 — это группы преобразования в себя трёхмерного однородного дискретного пространства. Дискретность заключается в том, что не все точки такого пространства симметрически равны друг другу, напр. атом одного и атом др. сорта, ядро и электроны. Условия однородности и дискретности определяет тот факт, что пространственные группы — трёхмерно периодические, т. е. любая группа G_3^3 содержит подгруппу трансляций T — кристаллич. решётку.

Вследствие возможности комбинирования в решётке трансляций и операций точечной симметрии в группах G_3^3 кроме операций точечной симметрии возникают операции и соответствующие им элементы симметрии с трансляц. компонентой — винтовые оси различных порядков и плоскости скользящего отражения (рис. 2, *д*, *е*).

В соответствии с точечной симметрией формы элементарной ячейки (элементарного параллелепипеда) пространственные группы, как и точечные, подразделяются на 7 кристаллографических *сингоний* (табл. 2). Дальнейшее их подразделение соответствует трансляц. группам и соответствующим им *Браве решёткам*. Решёток Браве 14, из них 7 — примитивные решётки соответствующих сингоний, они обозначаются P (кроме ромбоэдрической R). Другие — 7 центриров. решёток: базо (боко) — центрированные A (центрируется грань bc), B (грань ac), C (ab); объёмноцентрированные I, гранецентрированные (по всем 3 граням) F. С учётом центрировки к операциям трансляций t добавляются соответствующие центру центрирующие переносы t_c. Если комбинировать друг с другом эти операции $t + t_c$ и с операциями точечных групп соответствующей сингонии, то получаются 73 пространственные группы, наз. симморфными.

Таб л. 2.—**Пространственные группы симметрии**

Сингония	Обозначения по Шёнфлису	Междунар. обозначения
Триклинная	C_1^1	$P1$
	C_i^1	$P\bar{1}$
Моноклинная	C_1^2—C_3^2	$P2, P2_1, C_2$
	C_s^1—C_s^4	Pm, Pc, Cm_1, Cc
	C_{2h}^1—C_{2h}^6	$P2/m, P2_1/m, C2/m, P2/c, P2_1/c, C2/c$
Ромбическая	D_2^1—D_2^9	$P222, P222_1, P2_12_12, P2_12_12_1, C222_1, C222, F222, I222, I2_12_12_1$
	C_{2v}^1—C_{2v}^{11}	$Pmm2, Pmc2_1, Pcc2, Pma2, Pca2_1, Pnc2, Pmn2_1, Pba2, Pna2_1, Pnn2, Cmm2, Cmc2_1, Ccc2, Amm2, Abm2, Ama2, Aba2, Fmm2, Fdd2, Imm2, Iba2, Ima2$
	D_{2h}^1—D_{2h}^{28}	$Pmmm, Pnnn, Pccm, Pban, Pmma, Pnna, Pmna, Pcca, Pbam, Pccn, Pbcm, Pnnm, Pmmn, Pbcn, Pbca, Pnma, Cmcm, Cmca, Cmmm, Cccm, Cmma, Ccca, Fmmm, Fddd, Immm, Ibam, Ibca, Imma$
Тетрагональная	C_4^1—C_4^6	$P4, P4_1, P4_2, P4_3, I4, I4_1$
	S_4^1—S_4^2	$P\bar{4}, I\bar{4}$
	C_{4h}^1—C_{4h}^6	$P4/m, P4_2/m, P4/n, P4_2/n, I4/m, I4_1/a$
	D_4^1—D_4^{10}	$P422, P42_12, P4_122, P4_12_12, P4_222, P4_22_12, P4_322, P4_32_12, I422, I4_122$
	C_{4v}^1—C_{4v}^{12}	$P4mm, P4bm, P4_2cm, P4_2nm, P4cc, P4nc, P4_2mc, P4_2bc, I4mm, I4cm, I4_1md, I4_1cd$
Тригональная	D_{3d}^1—D_{3d}^{12}	$P\bar{3}2m, P\bar{3}2c, P\bar{3}12_1m, P\bar{3}12_1c, P\bar{3}m2, P\bar{3}c2, P\bar{3}b2, P\bar{3}2n, I\bar{3}m2, I\bar{3}c2, I\bar{3}2m, I\bar{3}2d$
	D_{4h}^1—D_{4h}^{10}	$P4/mmm, P4/mcc, P4/nbm, P4/nnc, P4/mbm, P4/mnc, P4/nmm, P4/ncc, P4_2/mmc, P4_2/mcm, P4_2/nbc, P4_2/nnm, P4_2/mbc, P4_2/mnm, P4_2/nmc, P4_2/ncm, I4/mmm, I4/mcm, I4_1/amd, I4_1/acd$
	C_3^1—C_3^4	$P3, P3_1, P3_2, R3$
	C_{3i}^1—C_{3i}^2	$P\bar{3}, R\bar{3}$
	D_3^1—D_3^7	$P312, P321, P3_112, P3_121, P3_212, P3_221, R32$
	C_{3v}^1—C_{3v}^6	$P3m1, P31m, P3c1, P31c, R3m, R3c$
	D_{3d}^1—D_{3d}^6	$P\bar{3}1m, P\bar{3}1c, P\bar{3}m1, P\bar{3}c1, R\bar{3}m, R\bar{3}c$
Гексагональная	C_6^1—C_6^6	$P6, P6_1, P6_5, P6_2, P6_4, P6_3$
	C_{3h}^1	$P\bar{6}$
	C_{6h}^1—C_{6h}^2	$P6/m, P6_3/m$
	D_6^1—D_6^6	$P622, P6_122, P6_522, P6_222, P6_422, P6_322$
	C_{6v}^1—C_{6v}^4	$P6mm, P6cc, P6_3cm, P6_3mc$
	D_{3h}^1—D_{3h}^4	$P\bar{6}m2, P\bar{6}c2, P\bar{6}2m, P\bar{6}2c$
	D_{6h}^1—D_{6h}^4	$P6/mmm, P6mcc, P6_3/mcm, P6_3/mmc$
Кубическая	T^1—T^7	$P23, F23, I23, P2_13, I2_13$
	T_h^1—T_h^7	$Pm\bar{3}, Pn\bar{3}, Fm\bar{3}, Fd\bar{3}, Im\bar{3}, Pa\bar{3}, Ia\bar{3}$
	O^1—O^8	$P432, P4_232, F432, F4_132, I432, P4_332, P4_132, I4_132$
	T_d^1—T_d^6	$P\bar{4}3m, F\bar{4}3m, I\bar{4}3m, P\bar{4}3n, F\bar{4}3c, I\bar{4}3d$
	O_h^1—O_h^9	$Pm\bar{3}m, Pn\bar{3}n, Pm\bar{3}n, Fn\bar{3}m, Fm\bar{3}m, Fm\bar{3}c, Fd\bar{3}m, Fd\bar{3}c, Im\bar{3}m, Ia\bar{3}d$

На основе определённых правил из симморфных пространственных групп можно извлечь нетривиальные подгруппы, что даёт ещё 157 несимморфных пространственных групп. Всего пространственных групп 230. Операции симметрии при преобразовании точки x в симметрично равную ей x' (а значит, и всего пространства в себя) записываются в виде: $x' = Dx + \alpha(D) + t + t_c$, где D — точечные преобразования, $\alpha(D)$ — компоненты винтового переноса или скользящего отражения, $t + t_c$ — операции трансляц. группы Браве. Операции винтовой симметрии и соответствующие им элементы симметрии — винтовые оси имеют угл. компоненту $\alpha_s = 2\pi/N$ ($N = 2, 3, 4, 6$) и трансляционную $t_s = tq/N$, где t — трансляция решётки, поворот на α_s происходит одновременно с трансляцией вдоль оси N, q — индекс винтового поворота. Общий символ винтовых осей N_q (рис. 6). Винтовые оси направлены вдоль гл. осей или диагоналей элементарной ячейки. Оси 3_1 и 3_2, 4_1 и 4_3, 6_1 и 6_5, 6_2 и 6_4 соответствуют попарно правым и левым винтовым поворотам. Кроме операции зеркальной симметрии в пространственных группах возможны также плоскости скользящего отражения a, b, c: отражение сочетается с переносом на половину

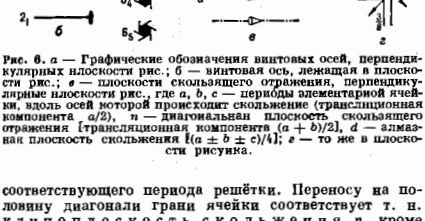


Рис. 6. *а* — Графические обозначения винтовых осей, перпендикулярных плоскости рис.; *б* — винтовая ось, лежащая в плоскости рис.; *в* — плоскости скользящего отражения, перпендикулярные плоскости рис., где a, b, c — периоды элементарной ячейки, вдоль осей которой происходит скольжение (трансляционная компонента $a/2$), n — диагональная плоскость скользящего отражения (трансляционная компонента $(a + b)/2$], d — алмазная плоскость скольжения [$(a \pm b \pm c)/4$]; *г* — то же в плоскости рисунка.

соответствующего периода решётки. Переносу на половину диагонали грани ячейки соответствует т. н. клиноплоскость скольжения n, кроме того, в тетрагональных и кубич. группах возможны «алмазные» плоскости d.

В табл. 2 даны интернациональные символы всех 230 пространственных групп в соответствии с их принадлежностью к одной из 7 сингоний и классу точечной симметрии.

Трансляц. компоненты операций микросимметрии пространственных групп макроскопически в точечных группах не проявляются; напр., винтовая ось в огранке кристаллов проявляется как соответствующая по порядку простая поворотная ось. Поэтому каждая из 230 групп G_3^3 макроскопически сходственна (гомоморфна) с одной из 32 точечных групп. Напр., на точечную группу D_{2h}—mmm гомоморфно отображаются 28 пространственных групп.

Обозначения Шёнфлиса пространственных групп — это обозначение соответственной точечной группы (напр., D_{2h}, табл. 1), к-рому сверху приписан принятый исторически порядковый номер, напр. D_{2h}^1—D_{2h}^{28}. В международных обозначениях указывается символ решётки Браве и порождающие операции симметрии каждой группы — $P2_12_12_1$, $Cmc2_1$, $R\bar{3}c$, $Im3m$ и т. д. Последовательность расположения пространственных групп в табл. 2 в международных обозначениях соответствует номеру (верхнему индексу) в обозначениях Шёнфлиса.

На рис. 7 дано изображение пространств. группы D_{2h}^{16} — $Pnma$ согласно Интернациональным кристаллографич. таблицам. Операции (и соответствующие им элементы) симметрии каждой пространственной группы, указываемые для элементарной ячейки, действуют на всё кристаллич. пространство, всю атомную структуру кристалла и друг на друга.

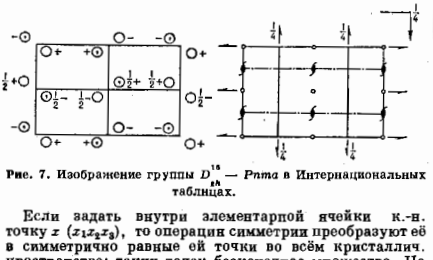


Рис. 7. Изображение группы D_{2h}^{16} — $Pnma$ в Интернациональных таблицах.

Если задать внутри элементарной ячейки к.-н. точку x ($x_1x_2x_3$), то операции симметрии преобразуют её в симметрично равные ей точки во всём кристаллич. пространстве; таких точек бесконечное множество. Но достаточно описать их положение в одной элементарной ячейке, и эта совокупность уже будет размножаться трансляциями решётки. Совокупность точек, выводимых из данной операциями g_i группы G — x_1, x_2,..., x_{n-1}, наз. правильной системой точек (ПСТ). На рис. 7 справа дано расположение элементов симметрии группы D_{2h}^{16}, слева — изображение ПСТ общего положения этой группы. Точки общего положения — это такие точки, к-рые не расположены на элементе точечной симметрии пространственной группы. Число (кратность) таких точек равно порядку группы. Точки, расположенные на элементе (или элементах) точечной симметрии, образуют ПСТ частного положения и обладают соответственной симметрией, количество их в целое число раз меньше кратности ПСТ общего положения. На рис. 7 слева кружками указаны точки общего положения, их внутри элементарной ячейки 8, символы «+» и «—», «1/2 +» и «1/2 —» означают соответственно координаты $+z$, $-z$, $1/2 + z$, $1/2 - z$. Запятые или их отсутствие означают попарное зеркальное равенство соответствующих точек относительно плоскостей симметрии m, имеющихся в данной группе при $y = 1/4$ и $3/4$. Если же точка попадает на плоскость m, то она этой плоскостью не удваивается, как в случае точек общего положения, и число (кратность) таких точек частного положения 4, их симметрия —m. То же имеет место при попадании точки в центры симметрии.

Для каждой пространственной группы имеются свои совокупности ПСТ. Правильная система точек общего положения для каждой группы одна. Но нек-рые из ПСТ частного положения могут оказаться одинаковыми для различных групп. В Интернациональных таблицах указаны кратность ПСТ, их симметрия и координаты и все др. характеристики каждой пространственной группы. Важность понятия ПСТ состоит в том, что в любой кристаллич. структуре, принадлежащей данной пространственной группе, атомы или центры молекул располагаются по ПСТ (одной или нескольким). При структурном анализе распределение атомов по одной или неск. ПСТ данной пространственной группы производится с учётом хим. ф-лы кристалла и данных дифракц. эксперимента, позволяет находить координаты точек частных или общих положений, в к-рых расположены атомы. Поскольку каждая ПСТ состоит из одной или кратного числа решёток Браве, то и расположение атомов можно представлять себе как совокупность «вдвину-

тых друг в друга» решёток Браве. Такое представление эквивалентно тому, что пространственная группа содержит в себе как подгруппу трансляц. группу Браве.

Подгруппы групп симметрии кристаллов. Если часть операции к.-л. группы G_j $(g_1, ..., g_n)$ сама образует группу $G_k(g_1,...,g_m)$, $m < n$, $G_j \in G_k$, то последняя наз. подгруппой первой. Напр., подгруппами точечной группы 32 (рис. 1, *а*) являются группа *3* и группа *2*. Также и среди пространств. групп существует иерархия подгрупп. Пространственные группы могут иметь в качестве подгрупп точечные группы (таких пространственных групп 217) и подгруппы, к-рые являются пространственными группами более низкого порядка. Соответственно существует иерархия подгрупп.

Большинство пространственных групп симметрии кристаллов различны между собой и как абстрактные группы; число абстрактных групп изоморфных 230 пространственным группам равно 219. Абстрактно равными оказываются 11 зеркально-равных (энантиоморфных) пространственных групп — одна линь с правыми, другие с левыми винтовыми осями. Таковы, напр., $P3_121$ и $P3_221$. Обе эти пространственные группы гомоморфно отображаются на точечную группу 32, к к-рой принадлежит кварц, но кварц соответственно бывает правый и левый: симметрия пространственной структуры в этом случае выражается макроскопически, но точечная группа в обоих случаях та же.

Роль пространственных групп симметрии кристаллов. Пространственные группы симметрии кристаллов — основа теоретич. *кристаллографии*, дифракционных и иных методов определения атомной структуры кристаллов и описания кристаллич. структур.

Дифракционная картина, получаемая методом рентгенографии, *нейтронографии* или *электронографии*, позволяет установить симметрийные и геом. характеристики *обратной решётки* кристалла, а следовательно и самой структуры кристалла. Так определяют точечную группу кристалла и элементарную ячейку; по характерным погасаниям (отсутствие определённых дифракционных рефлексов) определяют тип решётки Браве и принадлежность к той или иной пространственной группе. Размещение атомов в элементарной ячейке находят по совокупности интенсивностей дифракционных рефлексов.

Большую роль играют пространственные группы в *кристаллохимии*. Определено более 100 тыс. кристаллич. структур неорганич., органич. и биологич. соединений. Любой кристалл относится к одной из 230 пространственных групп. Оказалось, что почти все пространственные группы реализованы в мире кристаллов, хотя одни из них встречаются чаще, другие реже. Имеется статистика распространённости пространственных групп по различным видам хим. соединений. Пока не найдены среди исследованных структур лишь 4 группы: $Pcc2$, $P4_2cm$, $P4nc_1$, $Pbmn$. Теория, объясняющая распространённость тех или иных пространственных групп, учитывает размеры составляющих структуру атомов, понятия плотной упаковки атомов или молекул, роль «упаковочных» элементов симметрии — плоскостей скольжения и винтовых осей.

В физике твёрдого тела используется теория представлений групп с помощью матриц и спец. ф-ций, для пространственных групп эти ф-ции периодичны. Так, в теории *структурных фазовых переходов* 2-го рода пространственная группа симметрии менее симметричной (низкотемпературной) фазы является подгруппой пространственной группы более симметричной фазы и фазовый переход связан с одним из неприводимых представлений пространственной группы высокосимметричной фазы. Теория представлений позволяет также решать задачи динамики *кристаллической решётки*, её электронной и магн. структур, ряда физ. свойств.

В теоретич. кристаллографии пространственные группы позволяют развить теорию разбиения пространства на равные области, в частности полиэдрические.

Симметрия проекций, слоёв и цепей. Проекции кристаллич. структур на плоскость описываются плоскими группами G_2^2, их число — 17. Для описания трёхмерных объектов, периодических в 1 или 2 направлениях, в частности фрагментоа структуры кристаллов, могут быть использованы группы G_2^3 — двумерно периодические и G_1^3 — одномерно периодические. Эти группы играют важную роль в изучении биологич. структур и молекул. Напр., группы G_2^3 описывают строение биологич. мембран, группы G_1^3 — цепных молекул (рис. 8, *а*), палочкообразных вирусов, трубчатых кристаллов

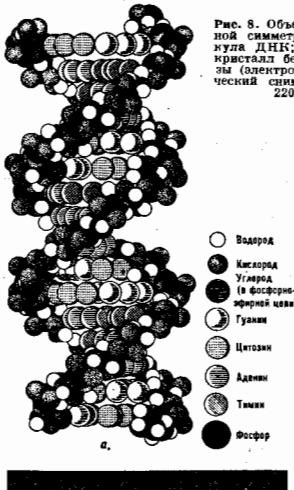


Рис. 8. Объекты со спиральной симметрией: *а* — молекула ДНК; *б* — трубчатый кристалл белка фосфорилазы (электронно-микроскопический снимок, увеличение 220 000).

глобулярных белков (рис. 8, *б*), в к-рых молекулы уложены согласно спиральной (винтовой) симметрии, возможной в группах G_1^3 (см. *Биологический кристалл*).

Структура квазикристаллов. *Квазикристаллы* (напр., $Al_{86}Mn_{14}$) имеют икосаэдрич. точечную симметрию (рис. 5), к-рая невозможна в кристаллич. решётке. Дальний порядок в квазикристаллах — квазипериодический, описываемый на основе теории почти периодич. ф-ций. Структура квазикристаллов может быть представлена как проекция на трёхмерное пространство шестимерной периодич. кубич. решётки с осями 5-го порядка. Квазикристаллы с пятимерной симметрией в высшем измерении могут иметь 3 типа решёток Браве (примитивную, объёмноцентрированную и гранецентрированную) и 11 пространственных групп. Др. возможные типы квазикристаллов — укладки в столку двумерных сеток атомов с осями 5-, 7-, 8-, 10-, 12-го ... порядков, с периодичностью вдоль третьего перпендикулярного сеткам направления.

Обобщённая симметрия. В основе определения симметрии лежит понятие равенства (1,б) при преобразовании (1,а). Однако физически (и математически) объ-

ект может быть равен себе по одним признакам и не равен по другим. Напр., распределение ядер и электронов в кристалле *антиферромагнетика* можно описать с помощью обычной пространственной симметрии, но если учесть распределение в нём магн. моментов (рис. 9),

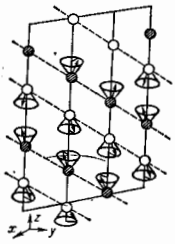


Рис. 9. Распределение магнитных моментов (стрелки) в элементарной ячейке ферримагнитного кристалла, описываемое с помощью обобщённой симметрии.

то «обычной», классич. симметрии уже недостаточно. К подобного рода обобщениям симметрии относятся а н т и с и м м е т р и я и ц в е т н а я с и м м е т р и я.

В антисимметрии в дополнение к трём пространственным переменным x_1, x_2, x_3 вводится добавочная, 4-я переменная $x_4 = \pm 1$. Это можно истолковать таким образом, что при преобразовании (1, а) функции F может быть не только равна себе, как в (1, б), но и «антиравна» — изменит знак. Существует 58 групп точечной антисимметрии G_0^{3a} и 1651 пространственная группа антисимметрии G^{3a} (ш у б н и к о в с к и е г р у п п ы).

Если добавочная переменная приобретает не два значения, а больше (возможны *3*, *4*, *6*, *8*, ..., *48*), то возникает т. н. ц в е т н а я с и м м е т р и я Б е л о в а. Так, известна 81 точечная группа $G_0^{3\cdot4}$ и 2942 группы $G^{3\cdot4}$. Осн. приложения обобщённой симметрии в кристаллографии — описание магн. структур.

Найдены и др. группы антисимметрии (кратной и др.). Теоретически выведены и все точечные и пространственные группы четырёхмерного пространства и более высоких измерений. На основе рассмотрения симметрии $(3 + K)$-мерного пространства можно также описывать несоразмерные в трёх направлениях модулиров. структуры (см. *Несоразмерная структура*).

Рис. 10. Фигура, обладающая симметрией подобия.

Др. обобщение симметрии — симметрия подобия, когда равенство частей фигуры заменяется их подобием (рис. 10), криволинейная симметрия, статистич. симметрия, вводимая при описании структуры разупорядоченных кристаллов, *твёрдых растворов*, *жидких кристаллов* и др.

Лит.: Шубников А. В., Копцик В. А., Симметрия в науке и искусстве, 2 изд., М., 1972; Федоров Е. С., Симметрия и структура кристаллов, М., 1949; Шубников А. В., Симметрия и антисимметрия конечных фигур, М., 1951; International tables for X-ray crystallography, v. 1 — Symmetry groups, Birmingham, 1952; Ковалев О. В., Неприводимые представления пространственных групп, К., 1961; Вейль Г., Симметрия, пер. с англ., М., 1968; Современная кристаллография, т. 1 — Вайнштейн Б. К., Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии, М., 1979; Галиулин Р. В., Кристаллографическая геометрия, М., 1984; International tables for crystallography, v. A — Space group symmetry, Dordrecht — [a. o.], 1987. *Б. К. Вайнштейн.*

СИММЕТРИЯ МОЛЕКУЛ. С. м. играет фундам. роль в молекулярной спектроскопии, позволяет проводить классификацию уровней энергии молекул, определить *отбора правила* для молекул, существенно упростить аналитич. и численные расчёты внутр. энергий и вероятностей переходов молекул.

В наиб. общем виде С. м. определяется как группа преобразований, оставляющих полный гамильтониан молекулы инвариантным, и состоит из следующих операций:

а) все перестановки координат и спинов электронов;

б) любое вращение координат и спинов всех частиц (электронов и ядер) вокруг любой оси (оси симметрии), проходящей через центр масс молекулы;

в) любая трансляция молекулы в пространстве;

г) обращение знака всех линейных и угл. моментов, эквивалентное обращению времени;

д) одноврем. инверсия координат всех частиц в центре масс;

е) любая перестановка координат и спинов тождественных ядер.

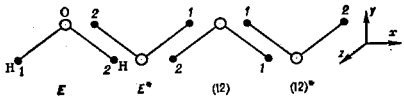
Каждый из наборов этих операций составляет отдельную группу, а каждая группа симметрии гамильтониана представляет собой прямое произведение всех этих групп. При решении конкретных задач используют не все перечисленные группы. Группа (а) используется только в связи с *Паули принципом*, согласно к-рому волновая ф-ция электрона антисимметрична относительно любой перестановки электронов; группа (б) отражает закон сохранения для полного угл. момента молекулы; группа (в) для изолиров. молекулы несущественна, т. к. трансляции молекулы не влияют на волновые ф-ции, описывающие внутр. состояние молекулы; инвариантность гамильтониана относительно групп (г) и (д) показывает, что он может содержать только чётные степени угл. моментов и пространственных декартовых координат частиц.

Для молекулы наиб. важны группа (а) и прямое произведение групп (д) и (е), к-рое представляет собой т. н. п е р е с т а н о в о ч н о - и н в е р с и о н н у ю (ПИ) г р у п п у С. м. ПИ-группы введены в теорию С. м. Х. К. Лонге-Хиггинсом (H. Ch. Longuet-Higgins) в 1963. Частным случаем ПИ-групп являются т о ч е ч н ы е г р у п п ы С. м. Группы (б), (в) и (г) лишь накладывают на гамильтониан молекулы определённые условия, к-рые учитываются при решении конкретных задач. Для групп С. м. применяют обозначения, заимствованные из кристаллографии (см. *Симметрия кристаллов*).

ПИ-группа симметрии молекул представляет собой прямое произведение групп перестановок тождественных ядер (E, P) на группу инверсии (E, E^*), где E — идентичная операция, E^* — инверсия, P — перестановки. ПИ-группа состоит из перестановок P тождественных ядер, перестановок с инверсией $P^* = PE^* = E^*P$ и идентичной операции E; просто инверсия E может не быть элементом ПИ-группы. Для молекул, содержащих много тождественных ядер, размерность ПИ-группы может быть очень большой, т. к. она определяется только хим. ф-лой молекулы. Напр., полная ПИ-группа молекулы C_6H_5Cl состоит из $2\cdot6!\cdot5!\cdot4! = 2\cdot720\cdot120\cdot1 = 172\ 800$ операций, и очевидно, что такая группа для практич. целей бесполезна. Лонге-Хиггинс предложил постулат, согласно к-рому из полной группы выбирается подгруппа, элементы к-рой соответствуют физически возможным операциям. Физически невозможными считаются операции, отвечающие разрыву хим. связей, и операции переходов между равновесными конфигурациями молекул, разделёнными высокими потенциальными барьерами. После исключения таких физически невозможных операций

получается ПИ-группа обычно небольшой размерности, к-рая и используется при классификации уровней энергии молекулы. Напр., для C_6H_5Cl такая подгруппа состоит всего из 4 элементов и изоморфна точечной группе симметрии C_{2v} (см. ниже).

В нек-рых случаях полная ПИ-группа состоит только из физически возможных операций. Напр., ПИ-группа молекулы H_2O состоит из 4 операций: E, перестановки (12), E^* и $(12)^*$, к-рые графически можно представить в виде:



где каждый вид молекулы получен из первого с помощью операции, указанной под ним. Эта ПИ-группа изоморфна точечной группе C_{2v}, состоящей из чисто геом. операций вращения C_2 вокруг биссектрисы валентного угла H_1OH_2 на 180°, отражения σ_{xy} на плоскости молекулы и отражения σ_{yz} на плоскости, проходящей через ось C_2 и перпендикулярной плоскости молекулы. Изоморфизм выражается следующими тождествами:

$$E \equiv E,\ (12) \equiv R_{2y}C_2,\ E^* = R_{2z}\sigma_{xy},\ (12)^* = R_{2x}\sigma_{yz}, \quad (1)$$

где R_{2x}, R_{2y}, R_{2z} — операции вращения на 180° вокруг осей x, y, z соответственно.

В случае H_2O все операции ПИ-группы физически осуществимы, т. к. молекула H_2O имеет только одну равновесную конфигурацию. Если молекула имеет неск. равновесных конфигураций, то ПИ-группа имеет подгруппу, к-рая изоморфна точечной группе симметрии одной из равновесных конфигураций. Напр., полная ПИ-группа молекулы NH_3 состоит из элементов:

$$E, (123), (132), (12)^*, (13)^*, (23)^*; \quad (2а)$$
$$E^*, (123)^*, (132)^*(12), (13), (23), \quad (2б)$$

где (123) обозначает циклич. перестановку трёх протонов, (12), (13), (23) — парные перестановки, а $(\ldots)^*$ — парные перестановки с последующей инверсией. ПИ-группа изоморфна точечной группе D_{3h}, но элементы в (2а) [а также и в (2б)] составляют подгруппу, к-рая изоморфна точечной группе D_{3h}. Подгруппа (2а) описывает также геом. симметрию пирамидальной равновесной конфигурации NH_3, подгруппа (2б) описывает геом. симметрию др. пирамидальной равновесной конфигурации NH_3, получаемой от первой при инверсии. Поэтому если инверсионный потенциальный барьер невысок и туннелирование через него наблюдается в виде туннельного расщепления ровибронных уровней (см. *Молекула*), то следует использовать для классификации уровней энергии ПИ-группу или точечную группу D_{3h}; если туннельное расщепление не наблюдается, то можно использовать группу C_{3v}. Для NH_3 инверсионный барьер составляет ок. 2000 $см^{-1}$ (в единицах частоты перехода) и инверсионное туннельное расщепление уровней, равное в основном колебат. состоянии 0,8 $см^{-1}$, в первом возбуждённом колебат. состоянии 36 $см^{-1}$, во 2-м — 285 $см^{-1}$, легко наблюдается. Поэтому для NH_3 используют группу D_{3h}. Для молекул PH_3, AsH_3, SbH_3 инверсионное расщепление в низких колебат. состояниях не наблюдается, и для них используется группа C_{3v}. Интересен также пример молекулы N_2H_4 (гидразин), равновесная конфигурация к-рой имеет низкую геом. симметрию C_2, но, т. к. инверсия на обоих атомах азота и внутр. вращение вокруг связи N — N имеют достаточно низкие барьеры, ПИ-группа состоит из 16 физически возможных операций и изоморфна точечной группе D_{4h}: фактически происходит туннелирование гидразина между 8 эквивалентными равновесными конфигурациями и уровни жёсткой конфигурации с симметрией C_2 расщепляются в соответствии с корреляцией между типами симметрии групп C_2 и D_{4h}.

Точечные группы симметрии молекул. Как было указано выше, симметрия равновесной конфигурации молекулы описывается точечной группой, к-рая может быть изоморфна подгруппе ПИ-группы или самой ПИ-группе. Точечные группы состоят из чисто геом. операций поворотов и отражений, переводящих равновесную конфигурацию молекулы в саму себя. Точечными эти группы наз. потому, что по крайней мере одна точка молекулы при операциях точечной группы симметрии остаётся неподвижной. Элементами таких групп кроме идентичной операции E могут быть: поворот C_n вокруг оси симметрии n-го порядка, отражение σ_v на плоскости, содержащей ось C_n, отражение σ_h на плоскости, перпендикулярной к оси C_n, и инверсия i (не следует путать i с E^*!). Напр., группа C_{2v} состоит из E, поворота вокруг оси C_2 на 180° и двух отражений на взаимно перпендикулярных плоскостях с осью пересечения на C_2; группа C_{3v} состоит из E, поворотов C_3 и C_3^2 вокруг оси C_3 на 120° и 240°, трёх отражений σ_v на плоскостях, проходящих через ось C_3.

Осн. характеристиками точечной группы (как и ПИ-группы) являются их неприводимые представления (см. *Представление группы*), наз. также типами симметрии, к-рые определяют свойства преобразования волновых ф-ций при операциях точечной группы. Типы симметрии обозначают буквами A, B, E, F (или T) с индексами 1, 2, $'$, $''$, g, u. Буквами A и B обозначают одномерные неприводимые представления, или невырожденные типы симметрии. Так, A_{1g} означает, что волновая ф-ция типа A_{1g} полносимметрична относительно всех операций точечной группы. Если волновая ф-ция симметрична относительно операции поворота вокруг оси, она обозначается буквой A, а если антисимметрична,— буквой B. Индексы 1 и 2 указывают симметричность и антисимметричность ф-ции относительно отражения на плоскости σ_v, верхние индексы $'$ и $''$ — относительно отражения на плоскости σ_h. Буквой E (от нем. entartet — вырожденный) обозначают дважды вырожденный, а буквой F (или T) трижды вырожденный тип симметрии. Напр., точечная группа T_d молекулы CH_4 состоит из 24 операций и имеет типы симметрии A_1, A_2, E, F_1 и F_2. ПИ-группа CH_4 состоит из $2 \cdot 4! = 48$ операций и изоморфна прямому произведению $E^* \times T_d$, но инверсия связана с преодолением очень высокого барьера. Поэтому уровни типа A_1, A_2 и т. д. CH_4 фактически состоят из двух инверсионных подуровней с одинаковой энергией, обозначаемых верхними индексами «+» и «−», к-рые указывают симметрию и антисимметрию относительно пространственной инверсии: A_1^+, A_1^-, A_2^+, A_2^- и т. д. На практике часто используются характеры неприводимых представлений точечных групп, таблицы к-рых приводятся обычно в литературе по теории групп и по молекулярной спектроскопии.

Классификация нормальных колебаний молекулы по типам симметрии. Молекула, состоящая из N атомов, имеет $3N$ степеней свободы (N — число атомов в молекуле), из к-рых $3N - 6$ связаны с относит. движением атомов — их колебаниями, а остальные 6 относятся к вращениям и поступат. движениям молекулы в целом. Для симметричных молекул смещения атомов в данном колебании или вращении (трансляции) относятся к определённому типу симметрии точечной группы или ПИ-группы. Число степеней свободы типа симметрии Γ_γ определяется по ф-ле

$$n_\gamma = \frac{1}{g}\sum_r \left(\chi_r\right)^* \chi_\gamma, \quad (3)$$

где χ_r — характер приводимого представления для операции r (т. е. представления размерности $3N \times 3N$, по к-рому преобразуются произвольно выбранные смещения атомов), χ_r^γ — характер неприводимого представления Γ_γ, индекс «*» указывает на комплексное сопряжение, g — порядок точечной группы. Характеры χ_r определяются по поведению декартовых координат атомов при операциях точечной группы. При идентичной операции E все координаты всех атомов остаются неизменными, поэтому $\chi_E = g$. Если при операции r атомы меняются местами, то их вклад в χ_r равен нулю. Напр., для H_2O $\chi_E = 9$, $\chi_{C_2} = -1$ [$H_{(1)}$ и $H_{(2)}$ меняются местами, $y(0)$ остаётся неизменной, а $x(0)$ и $z(0)$ меняют знак], $\chi_{\sigma_{xy}} = 1$, $\chi_{\sigma_{yz}} = 1$. Характеры χ_r^γ приведены в табл.:

γ	E	C_2	σ_{xy}	σ_{yz}	T, R
A_1	1	1	1	1	T_y
A_2	1	1	−1	−1	R_y
B_1	1	−1	1	−1	T_x, R_z
B_2	1	−1	−1	1	T_z, R_x

В последнем столбце даны типы симметрии вращений и трансляций (относительно осей x, y, z) молекулы в целом. Тогда из (3) следует

$$n_{A_1}=3,\ n_{A_2}=1,\ n_{B_1}=3,\ n_{B_2}=2. \qquad (4)$$

За вычетом трёх вращений и трёх трансляций получим два колебания типа A_1 и одно колебание типа B_1, к-рые обозначаются также символами ν_1, $\nu_2(A_1)$ и $\nu_3(B_1)$.

Осн. колебат. состояние всегда относится к типу A_{1g}, первое возбуждённое состояние колебания типа Γ_γ принадлежит к тому же типу симметрии Γ_γ, типы симметрии более высоких возбуждённых состояний определяются из прямых произведений симметризованных степеней типов симметрии возбуждённых колебаний. Если в данном состоянии молекулы возбуждено n колебаний типа Γ_γ, m колебаний типа $\Gamma_{\gamma'}$ и т. д., то тип симметрии такого состояния определяется из прямого произведения симметризов. степеней $[\Gamma_\gamma^n]$, $[\Gamma_{\gamma'}^m]$ и т. д. Напр., тип симметрии состояния с возбуждением одного колебания $\nu_3(E)$ и двух квантов колебания $\nu_4(E)$ молекулы NH_3 будет $E \times [E^2] = E \times (A + E) = E + A_1 + A_2 + E = A_1 + A_2 + 2E$.

Модельные симметрии. Если молекула не содержит тождественных ядер, то её ПИ-группа сводится к группе инверсий (E, E^*): симметричные и антисимметричные состояния такой молекулы (напр., CHFClBr) могут отличаться по энергии только за счёт слабых электронно-ядерных взаимодействий. Однако и для таких молекул при решении конкретных модельных задач часто оказываются полезными группы симметрии более высоких порядков. Напр., в теории вращат. спектров в качестве нулевого приближения используется модель жёсткого волчка, к-рой присуща своя симметрия. Гамильтониан молекулы типа жёсткого асимметричного волчка

$$\hat{H} = B_x J_x^2 + B_y J_y^2 + B_z J_z^2 \qquad (5)$$

инвариантен относительно поворотов на 180° вокруг гл. осей инерции x, y, z (J_x, J_y, J_z — соответствующие моменты), т. е. относительно операций точечной группы D_2 4-го порядка. Учёт этой симметрии даёт полезный способ классификации вращат. уровней асимметричного волчка и позволяет разложить матрицу вращат. энергии на 4 блока. Гамильтониан молекулы типа симметричного волчка, получаемый из (5) при $B_x = B_y$, инвариантен относительно операций группы $D_{\infty h}$: любых поворотов вокруг оси z и отражения на плоскости σ_{xy}. Эта группа позволяет классифицировать вращат. уровни энергии молекул типа симметричного волчка по квантовому числу K. Модельная симметрия часто используется и для нежёстких молекул, когда нек-рые атомные группы в молекуле имеют достаточно высокую симметрию, хотя сама молекула высокой симметрии не имеет. Напр., если молекула содержит CH_3-группу, то при изучении внутр. вращения такой группы используется точечная группа C_{3v}. В частности, туннелирование группы CH_3 в периодич. потенциальной яме с тремя минимумами приводит к известному дублетному $A-E$-расщеплению уровней по типам симметрии точечной группы C_{3v}. Более сложное квартетное туннельное расщепление уровней молекулы с двумя CH_3-группами [напр., $(CH_3)_2CO$] классифицируется по типам симметрии прямого произведения $C_{3v} \times C_{3v}$.

Лит.: Банкер Ф., Симметрия молекул и молекулярная спектроскопия, пер. с англ., М., 1981; см. также лит. при ст. *Молекулярные спектры*.

М. Р. Алиев.

СИММЕТРИЯ *CPT* — см. *Теорема CPT*.

СИММЕТРИЯ *SU*(2). В физике обычно реализуется как инвариантность относительно *группы* матричных преобразований над полями ψ_j: $\psi_j \to U_{jk}\psi_k$, где U_{jk} — матричное *представление группы* $SU(2)$. Группа $SU(2)$ — совокупность унитарных унимодулярных *матриц* 2-го порядка (образующая группу по отношению к обычному матричному умножению). Унитарность обеспечивает неизменность нормы двумерного комплексного вектора (столбца), к-рый преобразуется такой матрицей. Условие унимодулярности, т. е. равенство определителя единице, исключает матрицы, отличающиеся от единичной лишь домножением на числовой фазовый множитель.

Любая унитарная унимодулярная матрица U представима в виде $U = \exp(iH)$, где H — эрмитова бесследовая матрица ($H = H^+$, $\mathrm{Sp}H = 0$), к-рую можно выразить линейной комбинацией $n^2 - 1$ линейно независимых базисных матриц такого типа (для матриц n-го порядка). Каждая унитарная унимодулярная матрица 2-го порядка задаётся тремя веществ. параметрами, к-рые могут принимать непрерывные значения. Это значит, что $SU(2)$ — трёхпараметрич. группа Ли. $SU(2)$ — простая группа, т. е. она не содержит инвариантных подгрупп Ли.

Отметим роль условия унимодулярности. Отказавшись от него, мы получим группу $U(2)$, к-рая является прямым произведением двух групп — группы $SU(2)$ и абелевой группы Ли $U(1)$, соответствующей числовым фазовым множителям. Каждая из них является инвариантной подгруппой группы $U(2)$. Подчеркнём, что группа $SU(2)$ неабелева, т. е. два преобразования, являющихся её элементами, могут не коммутировать друг с другом.

Если матрицы, реализующие группу $SU(2)$, параметризовать в виде

$$\exp\left(i\,\frac{\theta}{2}\,\sigma n\right) = \cos\frac{\theta}{2} + i\sigma n \sin\frac{\theta}{2},$$

где $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ — *Паули матрицы*, n — вещественный единичный 3-компонентный вектор ($n^2 = 1$), то бесконечно малые преобразования порождаются *генераторами группы* $I_k = \sigma_k/2$. Их *перестановочные соотношения* $[I_j, I_k] = ie_{jkl}I_l$ совпадают с соотношениями для генераторов 3-мерной *вращений группы* $O(3)$. Поэтому малые преобразования группы $SU(2)$ эквивалентны преобразованиям группы $O(3)$, причём вектор n указывает направление оси вращения, а θ — угол поворота. Но соответствие групп не однозначное, поскольку в группе $O(3)$ поворот на угол $\theta = 2\pi$ считается неотличимым от тождественного преобразования, тогда как соответствующая матрица 2×2 отличается от единичной знаком. В связи с этим говорят о дву-

значных представлениях 3-мерной группы вращений.

Ли алгебра генераторов группы $SU(2)$ [или $O(3)$] — единственная алгебра Ли 1-го ранга, т. е. такая, что диагонализовав один генератор (обычно I_3), невозможно, вообще говоря, диагонализовать ещё н.-л. другой генератор. Соответственно, в этой алгебре существует лишь один *Казимира оператор* (т. е. оператор, построенный из генераторов и коммутирующий со всеми генераторами). Он имеет вид:

$$\mathbf{I}^2=\sum_{k=1}^{3} I_k^2 .$$

Задание его численного значения достаточно для указания неприводимого представления. Возможные значения $\mathbf{I}^2 = i(i+1)$, где i — неотрицательное целое или полуцелое число.

Приложения С. $SU(2)$ в физике связаны прежде всего с представлениями группы вращений 3-мерного пространства, отвечающими полуцелому спину. В частности, для спина $^1/_2$ получаем 2-компонентные *спиноры*, к-рые при вращениях преобразуются как раз унитарными унимодулярными матрицами 2-го порядка.

В физике элементарных частиц С. $SU(2)$ широко используется также в связи с идеей *изотопической инвариантности*, предложенной В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) для описания сходства взаимодействий протона и нейтрона. Считается, что изотопич. симметрия описывает точное свойство инвариантности *сильных взаимодействий*, хотя получаемые из неё соотношения в действительности всегда нарушаются на уровне точности порядка одного или неск. процентов.

Предположив, что изотопич. симметрия становится точной при «отключении» электродинамики, Ч. Янг (Ch. Yang) и Р. Миллс (R. Mills) предложили калибровочную теорию сильных взаимодействий, напоминающую квантовую электродинамику, но использующую неабелеву локальную группу С. $SU(2)$ вместо абелевой локальной группы *симметрии* $U(1)$. Хотя эта теория не подтверждается экспериментом (массы *кварков* u, d должны, видимо, различаться даже при «выключенной» электродинамике, что даёт малое, но неустранимое нарушение изотопич. симметрии), она стимулировала чрезвычайно плодотворное исследование неабелевых калибровочных квантовых теорий поля, к-рые приобрели название теорий типа Янга — Миллса. С этими теориями связано ещё одно приложение группы С. $SU(2)$ к элементарным частицам. Стандартным стало совместное описание эл.-магн. и слабых взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*), основанное на калибровочной квантовой теории поля с локальной группой симметрии $SU(2) \otimes U(1)$. В этой теории симметрия спонтанно нарушается, т. е. вакуум не является инвариантным относительно точной группы симметрии лагранжиана (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). К.-л. экспериментальных указаний на необходимость выхода аа рамки такого описания электрослабых взаимодействий пока не обнаружено.

Лит.: Ферми Э., Лекции о π-мезонах и нуклонах, пер. с англ., М., 1956; Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; его же, Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988.

Я. И. Азимов.

СИММЕТРИЯ $SU(3)$. В физике обычно реализуется как инвариантность относительно *группы* матричных преобразований над полями ψ_j: $\psi_j \to U_{jl}\psi_l$, где U_{jl} — матричное *представление группы* $SU(3)$. Группа $SU(3)$ — совокупность унитарных унимодулярных *матриц* 3-го порядка U (к-рая образует группу по отношению к обычному матричному умножению). Для параметризации этих матриц нужен набор из $8 (= 3^2 - 1)$ линейно-независимых эрмитовых бесследовых матриц. Обычно используют *Гелл-Мана матрицы* $\lambda_k (k = 1, \ldots, 8)$. С их помощью любая матрица из множества U задаётся 8 вещественными параметрами a_k в виде:

$$\exp\left[(i/2)\sum_{k=1}^{8}\lambda_k a_k\right].$$

Т. о., группа $SU(3)$ является 8-параметрич. группой Ли. В этом представлении и при такой параметризации *генераторы группы* $I_k = \lambda_k/2$. Их *перестановочные соотношения*:

$$[I_j, I_k]=i\sum_{l=1}^{8} f_{jkl} I_l,$$

где

$$f_{jkl}=(1/4i)\,\mathrm{Sp}\,([\lambda_j,\lambda_k]\lambda_l).$$

Как и группа *симметрии* $SU(2)$, группа $SU(3)$ простая. Но, в отличие от $SU(2)$, *ранг группы* $SU(3)$ равен двум (отметим, что существуют ещё 2 простые группы Ли 2-го ранга). Это означает, что в любом представлении можно диагонализовать по меньшей мере два генератора. В стандартном представлении матриц λ_k диагональными выбираются λ_3 и λ_8.

2-й ранг группы $SU(3)$ имеет и др. проявления. По сравнению с группой $SU(2)$ здесь есть добавочный инвариантный «тензор». Кроме полностью антисимметричного «тензора» f_{jkl} есть другой «тензор», полностью симметричный:

$$d_{jkl}=(1/4)\,\mathrm{Sp}\,([\lambda_j,\lambda_k]\lambda_l)$$

(аналогичное выражение для *Паули матриц* σ_k обращается в нуль). Далее, в отличие от $SU(2)$, в группе $SU(3)$ имеется два *Казимира оператора*, коммутирующих со всеми генераторами. Один из них, квадратичный по генераторам, имеет структуру, аналогичную случаю $SU(2)$:

$$C_2=\sum_{k=1}^{8} I_k^2 .$$

Другой, кубичный, не имеет аналога в $SU(2)$:

$$C_3=\sum_{j,k,l=1}^{8} d_{jkl} I_j I_k I_l .$$

Неприводимое представление $SU(3)$ задаётся указанием двух чисел, соответствующих значениям C_2 и C_3 в этом представлении. Часто, однако, его задают просто указанием числа элементов базиса представления: 1 для синглета, 3 для триплета, 8 для октета и т. д. Используют также обозначения типа $\bar{3}$ или 3^* для антитриплета, т. е. для представления, сопряжённого к триплетному и имеющего, очевидно, столько же элементов в базисе.

Элемент базиса в определённом неприводимом представлении $SU(3)$ задаётся значениями двух диагональных генераторов (I_3 и I_8), тогда как в $SU(2)$ он задаётся одним числом (I_3). Кроме того, в $SU(3)$ возможно вырождение, т. е. одному и тому же выбору значений I_3 и I_8 могут отвечать два (или более) элемента базиса. Простейший пример этого вырождения приведён ниже в связи с унитарной симметрией.

Такое же вырождение встречается при разложении произведения двух неприводимых представлений в сумму по неприводимым представлениям (ряд Клебша — Гордана, см. *Клебша — Гордана коэффициенты*). Это разложение в группе $SU(3)$ может содержать одно и то же представление неск. раз, тогда квк для группы $SU(2)$ ряд Клебша — Гордана содержит каждое представление не более одного раза. Простым примером является прямое произведение двух октетов, в разложении к-рого октетное представление появляется дважды.

В физике элементарных частиц группа С. $SU(3)$ появилась впервые (под назв. «унитарная симметрия») в качестве обобщения *изотопической инвариантности* в связи с моделью С. Сакаты (Sh. Sakata, 1956), в к-рой все *адроны* считались составленными из трёх основных — протона, нейтрона и Λ-гиперона. Хотя модель Сакаты отвергнута экспериментом, унитарная симметрия сохранилась в виде «восьмеричного подхода» М. Гелл-Мана (M. Gell-Mann) и Ю. Неемана (Y. Neeman, 1964), в к-ром все адроны группируются в унитарные *мультиплеты* всего трёх типов: 1, 8, 10 (10 для античастиц). Примером является барионный октет, включающий протон, нейтрон, три Σ-гиперона, Λ-гиперон и два Ξ-гиперона. Отметим вырождение, о к-ром говорилось выше: октет содержит два элемента с $I_3 = I_z = 0$. В барионном октете это Σ^0 и Λ. Вырождение снимают обычно, выбирая определённое значение *изотопического спина*, хотя с чисто групповой точки зрения возможны др. варианты.

Ограниченность набора типов унитарных мультиплетов явилась одной из основ феноменологич. модели *кварков*, составляющей мезоны из кварка и антикварка, а барионы из трёх кварков. Найдены убедительные свидетельства существования бескварковых мезонов (*глюболов*), но не доказано существование вдронов, спектроскопия к-рых требовала бы добавочных кварк-антикварковых пар.

Унитарная симметрия осуществляется с худшей точностью, чем изотопическая. Тем не менее, даже с учётом её нарушения, удаётся получить ряд интересных соотношений между физ. величинами. Наиб. известным соотношением такого рода является ф-ла масс Гелл-Мана — Окубо (см. *Гипероны*), к-рая позволила Гелл-Ману предсказать существование и массу Ω⁻-гиперона.

На кварковом уровне унитарная симметрия соответствует объединению трёх кварков u, d, s в унитарный триплет. Все остальные кварки считаются синглетами. В связи с такой структурой унитарной симметрии её часто называют флейворной С. $SU(3)$ [обозначение $SU(3)_f$], чтобы отличить от др. приложений группы $SU(3)$ в физике частиц (флейвор — в переводе с англ. *аромат*). При кварковом подходе нарушение унитарной симметрии порождается заметным отличием массы s-кварка от масс u-, d-кварков. Возможность же объединения u-, d-, s-кварков в один триплет связана с тем, что различие их масс между собой мало по сравнению с их отличием от массы любого другого кварка.

Ещё одно чрезвычайно важное приложение группы С. $SU(3)$ к физике адронов — это цветовая симметрия. Установлено, что каждый кварк имеет три возможных состояния, различающихся по квантовому числу, названному цветом. Изменение цветового состояния оставляет инвариантным лагранжиан, что порождает цветовую группу С. $SU(3)$ [обозначение $SU(3)_c$]. В отличие от флейворной цветовая симметрия локальная, т. е. преобразование цветового состояния можно производить независимо в разных пространственно-временных точках. С этим связано существование нового поля, глюонного (см. *Глюоны*), имеющего восемь цветовых состояний. Взаимодействие кварков с глюонным полем является «микроскопической» основой *сильных взаимодействий*. Оно описывается *квантовой хромодинамикой* — калибровочной квантовой теорией поля типа Янга — Миллса с локальной группой $SU(3)$. Ещё одно важное отличие цветовой симметрии от флейворной в том, что $SU(3)_c$ является точной *симметрией*, к-рую не нарушают никакие известные в настоящее время взаимодействия [в отличие от симметрий, основанных на группе $SU(2)$].

Лит.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Окунь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984.

Я. И. Азимов.

СИММЕТРИЯ $U(1)$. В квантовой физике обычно реализуется как инвариантность относительно *группы* $U(1)$ фазовых преобразований ф-ций поля

$$\psi \to e^{iq\alpha}\psi, \quad \bar{\psi} \to \bar{\psi}e^{-iq\alpha}, \qquad (*)$$

где q — заряд поля [в общем случае генератор соответствующей группы $U(1)$], α — параметр преобразования (фаза), чёрточка означает комплексное сопряжение [1]. $U(1)$ — непрерывная компактная группа. Её образуют все комплексные числа, равные по абс. величине единице. Множество таких чисел замкнуто относительно операции умножения и удовлетворяет остальным требованиям, входящим в определение группы. Группа $U(1)$ служит накрывающей для группы двумерных вращений, и все представления последней являются одновременно и представлениями группы $U(1)$.

Согласно *Нётер теореме*, из инвариантности лагранжиана относительно преобразований типа (*) следует сохранение соответствующего нётеровского тока. В стандартной модели (СМ) *сильного взаимодействия* и *электрослабого взаимодействия* именно таким образом возникает сохранение барионного и лептонного чисел. Если фаза α не зависит от пространственно-временной координаты, С. $U(1)$ наз. глобальной, в противном случае — локальной. Простейшим примером теории с локальной С. $U(1)$ является электродинамика (см. *Калибровочные поля*).

Ряд нетривиальных эффектов связан с глобальными С. $U(1)$ стандартной модели, к-рые становятся аномальными после учёта квантовых поправок (см. *Аномалии* в квантовой теории поля). В *квантовой хромодинамике* (КХД) наиб. интерес представляет группа $U(1)_A$ синглетных по ароматам аксиальных преобразований (генератором к-рых является аксиальный заряд кварковых полей. Лагранжиан КХД в случае безмассовых кварков инвариантен относительно таких преобразований. Но симметрия нарушается спонтанно (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) из-за образования кварк-антикваркового конденсата [2]. В соответствии с *Голдстоуна теорией* такое нарушение С. $U(1)$ должно сопровождаться появлением в спектре физ. частиц (в пределе нулевой массы кварков) строго безмассового *голдстоуновского бозона*. $U(1)$-проблема [С. Вайнберг (S. Weinberg), 1975] состоит в том, что среди известных адронов нет лёгкого псевдоскалярного бозона, соответствующего спонтанно-нарушенной С. $U(1)_A$, а в основном синглетный по глобальной группе *симметрии* $SU(3)$ η′-мезон (к-рый должен бы рассматриваться в качестве голдстоуновской частицы) является тяжёлым. Осн. идея решения $U(1)$-проблемы была сформулирована в работах Г. т'Хоофта (G. t'Hooft, 1976), Э. Виттена (E. Witten, 1979) и Дж. Венециано (G. Veneziano, 1979) и состоит в том, что вследствие киральной аномалии сохраняющийся синглетный *аксиальный ток* приобретает дивергенцию, пропорциональную плотности *топологического заряда* Q глюонного поля. Поэтому теорема Голдстоуна не применима к аномально нарушенной С. $U(1)_A$ и масса η′-мезона даже в киральном пределе (т. е. при нулевых массах кварков) остаётся отличной от нуля. Она зависит от величины *корреляционной функции* (коррелятора) плотности топологич. зарядов $\langle QQ \rangle$. Этот коррелятор обращается в нуль во всех порядках теории возмущений, и его отличие от нуля, необходимое для решения $U(1)$-проблемы, указывает на то, что основное состояние в КХД не может быть описано в рамках *возмущений теории*.

Потенциальная энергия в КХД периодически зависит от калибровочно-неинвариантной обобщённой координаты

$$X = \int d^3x K_0(x),$$

где K_0 — нулевая компонента глюонного тока K_μ, ∂^μ дивергенция к-рого равна плотности топологич. заря-

да. При нетривиальном калибровочном преобразовании координата X меняется на целое число, равное топологич. заряду преобразования. Зависимость волновой ф-ции основного состояния от координаты X имеет хорошо известный из физики твёрдого тела блоховский вид (см. *Блоховские электроны*) и характеризуется величиной *квазиимпульса* θ. Физ. эффекты, связанные с параметром θ, удобно изучать считая, что к обычному лагранжиану глюонных полей добавлен новый член θQ. Включение θ-члена в лагранжиан означает, вообще говоря, сильное нарушение P-и CP-инвариантности в сильных взаимодействиях [3]. Но эксперименты по проверке CP-инвариантности, в частности измерение электрич. дипольного момента *нейтрона*, дают жёсткое ограничение на величину θ-члена: $|\theta| < 10^{-9}$. В КХД можно считать затравочный параметр θ в лагранжиане очень малым, но наличие столь малого числа является неестественным и требует объяснения. Энергия основного состояния в КХД зависит от значения θ и достигает минимума при $\theta = 0$. Осн. идея решения проблемы сильного нарушения CP-инвариантности состоит в расширении СМ, чтобы обеспечить системе возможность перейти в состояние с наименьшей энергией. Р. Печчеи и Х. Куинн (R. Peccei, H. Quinn, 1977) предложили ввести в СМ новую глобальную аксиальную С. $U(1)_{PQ}$, такую, что лагранжиан остаётся инвариантным при одноврем. аксиальном фазовом преобразовании кварковых полей и фазовом преобразовании *Хиггса полей*. В полной СМ симметрия $U(1)_{PQ}$ нарушена аксиальной аномалией, и фаза $U(1)_{PQ}$-преобразования становится аддитивной добавкой к θ. После спонтанного нарушения симметрии в хиггсовском секторе (в части лагранжиана, содержащей только поля Хиггса) фаза превращается в динамич. степень свободы и её вакуумное среднее определяется из условия минимума энергии, что приводит к обращению в нуль эффективного θ-члена и решает проблему сильного нарушения CP-инвариантности.

Рассмотрим те глобальные С. $U(1)$, судьба к-рых зависит от свойств электрослабого взаимодействия [4]. Сохранение *барионного числа* и *лептонного числа* в СМ гарантировано инвариантностью классич. лагранжиана относительно двух независимых групп $U(1)$ фазовых преобразований. С учётом квантовых поправок соответствующие этим группам барионный и лептонный токи становятся аномальными и приобретают дивергенции, пропорциональные плотности топологич. заряда электрослабых калибровочных бозонов. Потенциальная энергия в теории с глобальными С. $U(1)$ периодична, как и в КХД, по обобщённой координате X (она, конечно, построена теперь из электрослабых калибровочных полей), причём минимумы разделены барьерами высотой порядка $\pi M_W/\alpha_W \approx 10$ ТэВ (M_W — масса W-бозона, α_W — константа электрослабого взаимодействия). Из выражений для аномальных дивергенций барионного и лептонного токов видно, что всякий подбарьерный переход сопровождается изменением барионного B и лептонного L чисел $\Delta B = \Delta L = -3\Delta X$, а разность $B - L$ сохраняется. Оказалось, что вероятность таких процессов подавлена подбарьерным фактором $\exp(-4\pi/\alpha_W) \sim 10^{-170}$ (т'Хоофт, 1976).

Интерес к несохранению барионного числа в СМ возрос после работы В. А. Кузьмина, В. А. Рубакова и М. Е. Шапошникова (1985), к-рые отметили, что при высокой темп-ре, превышающей (в энергетич. единицах) высоту потенциального барьера, переходы с изменением барионного числа не подавлены. Такие процессы учитывают при решении вопроса о происхождении *барионной асимметрии Вселенной*.

Лит.: 1) Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; 2) Индурайн Ф., Квантовая хромодинамика, пер. с англ., М., 1986; 3) Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Легкие и безмассовые хиггсовские частицы, в сб.: Физика элементарных частиц, Л., 1985; 4) Дьяконов Д. И., Петров В. Ю., Несохранение барионного заряда в процессах при высокой энергии, в сб.: Физика элементарных частиц, Л., 1991.

М. И. Эйдес.

СИМПЛЕКТИ́ЧЕСКАЯ ГРУ́ППА (от лат. simplex — простой) — *группа* линейных преобразований конечномерного *векторного пространства* (вещественного или комплексного), сохраняющих кососкалярное произведение, т. е. невырожденную кососимметричную (в физ. приложениях чаще употребляется термин «антисимметричная») билинейную форму. Пространство, снабжённое кососкалярным произведением, наз. симплектическим. Роль С. г. в симплектич. пространстве аналогична роли ортогональной группы в евклидовом пространстве.

Примеры. 1) Кососкалярное произведение на плоскости с координатами p, q — это форма площадь $p \wedge q$. Паре векторов она сопоставляет ориентированную площадь натянутого на них параллелограмма и меняет знак при перестановке векторов. Напр., кососкалярное произведение $\langle u, w\rangle$ пары векторов с декартовыми координатами u_1, u_2 и w_1, w_2 можно записать в виде: $\langle u, w\rangle = u_1 w_2 - u_2 w_1$. С. г. плоскости изоморфна группе 2×2 — матриц с определителем 1.

2) Прямая сумма n симплектич. плоскостей несёт кососкалярное произведение $p_1 \wedge q_1 + \ldots + p_n \wedge q_n$, относящее паре векторов сумму площадей проекций на координатные плоскости натянутого на эти векторы параллелограмма. С. г. содержится в группе линейных преобразований, сохраняющих объём $p_1 \wedge q_1 \wedge \ldots \wedge p_n \wedge q_n$.

3) Мнимая часть невырожденной эрмитовой формы в n-мерном комплексном пространстве, рассматриваемом как $2n$-мерное вещественное, является кососкалярным произведением. В координатах $z_k = p_k + iq_k$ эрмитова форма $\sum_{k=1}^{n} z_k \bar{z}'_k$ имеет мнимую часть $-\sum_{k=1}^{n} p_k \wedge q_k$. С. г. сохраняет унитарную группу — группу комплексных линейных преобразований, сохраняющих эту эрмитову форму. Унитарная группа — максимальная компактная подгруппа в С. г.

Изучение симплектич. пространства упрощается благодаря теореме Дарбу — Фробениуса, согласно к-рой симплектич. пространство чётномерно, а два таких пространства одной размерности симплектически изоморфны.

Кососортогональность. Два вектора наз. кососортогональными, если их кососкалярное произведение — нуль. Вектор, кососортогональный всему пространству,— нулевой. В этом состоит определение невырожденности кососкалярного произведения. Каждый вектор себе кососортогонален (следствие кососимметричности). Кососортогональное дополнение прямой — гиперплоскость, содержащая эту прямую. Обратно, кососортогональное дополнение гиперплоскости — прямая в ней. Вообще кососортогональное дополнение подпространства имеет дополнит. размерность. Два подпространства одинаковой размерности переводятся друг в друга преобразованием из С. г., если и только если совпадают размерности их пересечений со своими кососортогональными дополнениями. В частности, любая прямая (гиперплоскость) переводится в любую другую. Т. о., геометрия симплектич. пространства во многом определяется структурой С. г.

С. г. $2n$-мерного симплектич. пространства — это простая связная группа Ли, обозначаемая $\mathrm{Sp}(2n, \mathbb{R})$ [в комплексном случае $\mathrm{Sp}(2n, \mathbb{C})$]. Её размерность $(2n+1)n$. *Ли алгебра* этой группы изоморфна алгебре Ли однородных многочленов степени 2 от переменных $(p_1, \ldots, p_n, q_1, \ldots, q_n)$ с *Пуассона скобкой* в качестве коммутатора:

$$[f, g] = f_p g_q - f_q g_p = \sum_{k=1}^{n} \left(\frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial g}{\partial q_k} - \frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial g}{\partial p_k} \right).$$

По этой причине изучение С. г. равносильно до нек-рой степени изучению линейных гамильтоновых систем дифференциальных ур-ний.

А. Б. Гивенталь.

СИМПЛЕКТИ́ЧЕСКАЯ СТРУКТУ́РА — замкнутая невырожденная *дифференциальная форма* степени 2. *Многообразие*, снабжённое С. с., наз. *симплектическим многообразием*. В каждом касательном пространстве С. с. задаёт к о с о с к а л я р н о е п р о и з в е д е н и е (см. в ст. *Симплектическая группа*). Кососкалярное произведение $\langle v,w\rangle$ пары векторов можно принять за определение площади натянутого на них параллелограмма. Поэтому на симплектич. многообразии определена площадь 2-мерных ориентированных поверхностей. Условие замкнутости С. с. связывает кососкалярные произведения в соседних касательных пространствах таким образом, что (ориентированная) площадь (малой) замкнутой поверхности нулевая. Условие невырожденности кососкалярного произведения позволяет отождествить на симплектич. многообразии векторы и ковекторы (линейные ф-ции от векторов): $v \leftrightarrow \langle\cdot,v\rangle$. Оба условия вместе делают локальную геометрию С. с. универсальной (т е о р е м а Д а р б у): в окрестности любой точки существуют координаты $(p_1, \ldots, p_n, q_1, \ldots, q_n)$, называемые к о о р д и н а т а м и Д а р б у, в к-рых С. с. принимают вид $dp_1\wedge dq_1 + \ldots + dp_n\wedge dq_n$. Для сравнения заметим, что в *римановой геометрии* риманова метрика $\sum g_{ij}(x)dx_i dx_j$ (скалярное произведение в касательных пространствах) приводится в подходящих локальных координатах к виду $(dx_1)^2 + \ldots + (dx_n)^2$ лишь с точностью до членов 2-го порядка малости: $g_{ij}(x) = \delta_{ij} + O(|x|^2)$ (последние определяют *кривизну* риманова многообразия в данной точке).

С. с. естественным образом возникают в классич. механике, а также в комплексной геометрии. Пусть M^n — n-мерное комплексное многообразие, G — эрмитова метрика на нём (т. е. эрмитово скалярное произведение в касательных пространствах). Если рассматривать M как $2n$-мерное вещественное многообразие, то $g = \mathrm{Re}G$ задаёт евклидово скалярное, а $\omega = \mathrm{Im}G$ — кососкалярное произведение в касательных пространствах. Эрмитова метрика G наз. к а л е р о в о й с т р у к т у р о й, если ω является С. с., т. е. замкнута: $d\omega = 0$. Последнее условие необходимо и достаточно для того, чтобы эрмитова метрика G в подходящих локальных комплексных координатах приводилась к виду $\sum[|dz_i|^2 + O(|z|^2)]$.

П р и м е р ы. 1) Комплексное проективное пространство $\mathbb{C}P^n$ по определению состоит из всех комплексных одномерных подпространств в $\mathbb{C}^{n+1}$. Касательное пространство $T_x\mathbb{C}P^n$ отождествляется с эрмитово-ортогональной гиперплоскостью к прямой x относительно эрмитовой формы $\sum z_k\bar{w}_k$ в $\mathbb{C}^{n+1}$. Форма $\sum z_k\bar{w}_k$, рассматриваемая на этой гиперплоскости, задаёт эрмитову форму в касательном пространстве к $\mathbb{C}P^n$ в точке x. Такие формы, определённые во всех точках $\mathbb{C}P^n$, задают эрмитову метрику на $\mathbb{C}P^n$. Эта метрика кэлерова и называется метрикой Фубини — Штуди.

2) Комплексное алгебраич. многообразие — это комплексное подмногообразие в комплексном проективном пространстве. Ограничение метрики Фубини — Штуди на такое подмногообразие наделяет его кэлеровой структурой. В частности, алгебраич. многообразия обладают С. с. Более общо, комплексное подмногообразие кэлерова многообразия само кэлерово.

3) Гиперкэлерова структура (на $4n$-мерном вещественном многообразии) состоит из трёх комплексных структур I, J, K, удовлетворяющих соотношениям для образующих алгебры *кватернионов* $\mathbb{H}$, и такой метрики Дирака $\langle,\rangle$, что соответствующие кососкалярные произведения ω_I, ω_J, ω_K замкнуты. Т. о., касательные пространства к гиперкэлерову многообразию несут структуру кватернионного пространства, а само многообразие — риманову метрику, согласованную с тремя вещественными С. с., или в комплексной интерпретации — три кэлеровы структуры Z_I, Z_J, Z_K и три комплексные С. с. W_I, W_J, W_K.

Отметим, что риманова метрика на 4-мерном ($n = 1$) гиперкэлеровом многообразии имеет антиавтодуальную форму кривизны и автоматически удовлетворяет ур-нию Эйнштейна (см. *Тяготение*). Само гиперкэлерово многообразие наз. в этом случае гравитац. *инстантоном*, чем подчёркивается, что речь идёт не о метрике Минковского, а о евклидовой версии общей теории относительности.

Лит. см. при ст. *Симплектическое многообразие*.

А. Е. Гиенталь.

СИМПЛЕКТИ́ЧЕСКОЕ МНОГООБРА́ЗИЕ — *многообразие*, снабжённое *симплектической структурой*. С. м. играют фундам. роль в классич., статистич. и квантовой механике, поскольку симплектич. структура оказывается естественной геом. структурой фазовых пространств *гамильтоновых систем*. Все атрибуты *гамильтонова формализма* переносятся на любое С. м., а координаты Дарбу являются канонич. переменными.

П р и м е р ы. 1) Фазовое пространство. Пусть X — конфигурац. пространство механич. системы, $M = T^*X$ — его кокасательное *расслоение*. Локальные координаты в M — это обобщённые координаты $(q_1, \ldots, q_n)$ точки q на X и обобщённые импульсы $(p_1, \ldots, p_n)$ (координаты ковектора p из кокасательного пространства в точке q). Дифференциальная 1-форма $\alpha = \sum p_i dq_i$ наз. формой Лиувилля и допускает инвариантное определение: её значение на касательном векторе v к M в точке (p, q) задаётся как значение ковектора p на образе вектора v при проекции $T^*X \to X$. Симплектич. структура ω на M определяется как дифференциал формы Лиувилля: $\omega = d\alpha = \sum dp_i\wedge dq_i$.

2) Картина Шрёдингера — подход, основанный на гамильтоновом векторном поле. Гамильтониан H (ф-ция на С. м.) задаёт векторное поле v_H по правилу: отвечающее v_H поле ковекторов должно совпадать с дифференциалом dH ф-ции Гамильтона. Движение фазовой точки со скоростью v_H описывается системой дифференциальных ур-ний, к-рая в координатах Дарбу принимает вид ур-ний Гамильтона:

$$\dot{p} = -H_q,\ \dot{q} = H_p.$$

3) Картина Гейзенберга — подход, основанный на алгебре ф-ций. Ф-ла $\{F,G\} = \langle v_F, v_G\rangle$ задаёт *Пуассонову скобку* в пространстве ф-ций на С. м. В координатах Дарбу $\{F,G\} = F_pG_q - F_qG_p$. Геом. интерпретация функции $\{H,F\}$ как производной ф-ции F вдоль потока поля v_H означает, что картина Шрёдингера эквивалентна картине Гейзенберга: физ. величины (ф-ции на фазовом пространстве) меняются во времени согласно ур-нию $\dot{F} = \{H,F\}$. Из этой эквивалентности вытекают осн. свойства законов сохранения: сохранение энергии ($\{H,H\} = 0$); *Нётер теорема* — если поток поля v_F сохраняет ф-цию Гамильтона H, то F — первый интеграл потока $v_H(\{F,H\} = 0 \Rightarrow \{H,F\} = 0)$; теорема Пуассона — скобка Пуассона $\{F,G\}$ первых интегралов снова первый интеграл (это следует из тождества Якоби).

Если же в пространстве ф-ций на многообразии задана скобка Пуассона, то многообразие разбивается в объединение С. м., называемых симплектич. слоями. Это один из способов строить примеры С. м., пополняя, в частности, запас физ. моделей.

4) Статистич. механика. Поток векторного поля на С. м. сохраняет симплектич. структуру ω, если и только если это поле локально гамильтоново. В частности, его поток сохраняет фазовый объём $\omega^n = \omega\wedge\ldots\wedge\omega$ (n — число степеней свободы). Этот факт лежит в основе статистич. механики. Эволюция фазовой плотности $\rho\omega^n$ под действием потока поля v_H удовлетворяет ур-нию Лиувилля, $\dot{\rho} = \{\rho,H\}$. Отсюда вытекает, напр., стацио-

нарность распределения Гиббса $\exp(-\beta H)\omega^n$. В координатах Дарбу

$$\omega^n = n! dp_1 \wedge dq_1 \ldots dp_n \wedge dq_n.$$

5) Классич. подход к спину. Векторное произведение в 3-мерном евклидовом пространстве порождает скобку Пуассона ф-ций на нём. Симплектич. слои в данном примере — концентрич. сферы, снабжённые элементом площади. *Вращений группа* сохраняет площади и потому действует на сфере потоками гамильтоновых векторных полей. Гамильтонианы действия — линейные ф-ции в пространстве. Квантование этого действия возможно лишь на сферах целочисленной площади (в единицах $\hbar$) и приводит к неприводимым *представлениям группы* вращений — как «векторным», так и «спиноpным».

6) Принцип наименьшего действия. Двум траекториям в С. м. с общими концами сопоставим симплектич. площадь соединяющей их 2-мерной плёнки. Эта площадь по существу не зависит от плёнки (замкнутость симплектич. структуры!) и определяет поэтому функционал, называемый действием, на пространстве таких траекторий (он определён с точностью до постоянного слагаемого). Экстремали функционала действия в классе траекторий на поверхности фиксиров. уровня гамильтониана H суть в точности траектории поля v_H (следствие косоортогональности поля v_H к уровням $H = \text{const}$). Этот геом. вариационный принцип — прототип всех вариац. принципов матем. физики.

Имеется и обратная связь — пространство экстремалей вариац. задачи, как правило, несёт естественную симплектич. структуру. Последнее обстоятельство лежит в основе переходв от *лагранжева формализма* к гамильтонову, а также даёт ещё один способ пополнять запас примеров С. м.

7) Теория Дирака. К гамильтонову формализму со связями обычно приходят, отправляясь от *лагранжиана*, вырожденного по скоростям (определитель матрицы производных лагранжиана по скоростям равен нулю). Требование непротиворечивости динамич. ур-ний означает, что подмногообразие связей F в С. м. M инволютивно: пространство J связей (ф-ций на M, нулевых на F) замкнуто относительно скобки Пуассона ($\{J,J\} \subset J$). Поток векторного поля, отвечающего гамильтониану H, сохраняет F, если $\{H,J\} \subset J$. Все такие гамильтонианы образуют замкнутую относительно скобки Пуассона алгебру A. Физ. величины — это элементы фактор-алгебры A/J. Их можно воспринимать как ф-ции на физ. фазовом пространстве B — базе нек-рого расслоения $F \to B$. Скобка Пуассона в A/J наделяет B симплектич. структурой. Эта конструкция используется в калибровочно инвариантных теориях (см. *Калибровочная инвариантность*), где вместо проекции из F в B обычно фиксируют «калибровку», т. е. сечение расслоения $F \to B$ в качестве физ. фазового пространства.

8) Ур-ние Эйлера (для твёрдого тела). Если действие группы Ли G на С. м. M сохраняет симплектич. структуру, то алгебра $\mathcal{A}$ G-инвариантных ф-ций на M замкнута относительно скобки Пуассона. Рассматривая $\mathcal{A}$ как алгебру ф-ций на многообразии A, получаем разбиение A на симплектич. слои, а также проекцию $M \to A$, сохраняющую скобки Пуассона. На этой конструкции основано понижение порядка симметричных гамильтоновых систем: траектории на M G-инвариантного поля v_H проектируются в траектории гамильтонова потока на слоях в A с гамильтонианом $H \in \mathcal{A}$. Таким способом возникает, напр., ур-ние Эйлера, $\dot{m} = [m\omega]$, описывающее эволюцию вектора момента импульса во внутр. координатах твёрдого тела при его свободном вращении. Здесь G — группа вращений, $M = T^*G$ — её кокасательное расслоение, действие G на M задаётся сдвигами на группе, а проекция $M \to A = M/G$ совпадает с отображением момента $T^*G \to \mathfrak{G}^*$ в двойственное пространство алгебры Ли $\mathfrak{G}$ группы G. Скобка Пуассона в $\mathcal{A}$ порождается коммутатором в $\mathfrak{G}$. Симплектич. слои в $\mathfrak{G}^*$ — это орбиты коприсоединённого представления группы G. Тензор инерции тела интерпретируется как оператор $Q: \mathfrak{G} \to \mathfrak{G}^*$ и устанавливает связь вектора угл. скорости ω с вектором момента $m = Q\omega$ и задаёт на $\mathfrak{G}^*$ квадратичный гамильтониан $H = (m|Q^{-1}m)$.

Аналогичная конструкция с группой G сохраняющих объём диффеоморфизмов приводит к ур-нию вихря $d(\mathrm{rot}v)/dt = [v, \mathrm{rot}v]$ в теории свободного течения идеальной жидкости, где роль порождающего гамильтониан оператора инерции выполняет ротор.

Отображение момента $T^*G \to \mathfrak{G}^*$ играет фундам. роль в современной теории вполне интегрируемых систем. В частности, один из подходов к интегрированию *Кортевега — де Фриса уравнения* основан на его интерпретации как ур-ния Эйлера на орбите коприсоединённого представления в двойственном пространстве алгебры Вирасоро.

Лит.: Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 3 изд., М., 1989; Арнольд В. И., Гивенталь А. Б., Симплектическая геометрия, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 4, М., 1985, с. 5; Кириллов А. А., Геометрическое квантование, там же, с. 141.

А. Б. Гивенталь.

СИНГЛЁТЫ (от англ. single — одиночный) — одиночные спектральные линии в атомных спектрах, соответствующие разрешённым квантовым переходам между синглетными уровнями энергии (см. *Мультиплетность*). Синглетные линии составляют, напр., гл. *спектральную серию* атомов щёлочноземельных элементов.

СИНГОНИЯ кристаллическая — подразделение кристаллов по симметрии формы их *элементарной ячейки* (элементарного параллелепипеда повторяемости), или, что то же самое, по точечной симметрии узлов кристаллич. решётки. С. характеризуется определёнными соотношениями между периодами элементарной ячейки a, b, c и углами между ними α, β, γ (см. *Симметрия кристаллов*). Всего существует 7 С.— триклинная, моноклинная, ромбическая, тетрагональная, тригональная, гексагональная, кубическая.

Б. К. Вайнштейн.

СИНГУЛЯРНОСТЬ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ (от лат. singularis — отдельный, особый) — состояние нашей *Вселенной* в определённый момент времени в прошлом, когда плотность энергии материи ε и кривизна пространства-времени были очень велики — порядка планковских значений ($\varepsilon \sim \varepsilon_{\text{пл}} = c^7/G^2\hbar \sim 10^{114}$ эрг/см^3, $|R^{ikl}{}_m R_{ikl}{}^m| \sim c^8/G^2\hbar^2 \sim 10^{121}$ см$^{-4}$, где $R_{ikl}{}^m$ — *кривизны тензор*) — физическая сингулярность, или даже бесконечны — математическая С. к. Это состояние, вместе с последующим этапом эволюции Вселенной, пока плотность энергии материи оставалась высокой, называют также Большим Варывом.

Тот факт, что Вселенная в прошлом проходила через состояние с темп-рой $T \sim 10^3$ К, следует из существования в настоящее время изотропного *микроволнового фонового излучения* (реликтового излучения) со строго тепловым (планковским) спектром, а наличие темп-р $T \sim 10^9$—10^{10} К (100 кэВ — 1 МэВ) в ещё более ранний момент — из теории космологич. *нуклеосинтеза*, дающей правильные значения для наблюдаемых концентраций дейтерия, гелия-3, гелия-4 и лития-7. Дальнейшая экстраполяция в прошлое, в область более высоких энергий, плотностей энергии и темп-р, следует из ур-ний классич. теории гравитации — общей теории относительности (см. *Тяготение*). Согласно этой теории, С. к. есть частный случай сингуляриостей (особенностей), возникающих в решениях ур-ний Эйнштейна, а существование матем. С. к. неизбежно следует из факта изотропного расширения наблюдаемой части Вселенной в настоящее время и существования редик-

тового излучения. Для наиб. вероятной модели Вселенной, в к-рой плотность вещества равна критической (см. *Космология*), а давление вещества много меньше его плотности энергии, С. к. имела место $2/(3H) = 13$ ($H/50$ км/с·Мпк)$^{-1}$ млрд. лет назад (H — *Хаббла постоянная*). При наличии положительной космологич. постоянной или в случае отрицательности кривизны трёхмерного пространства возраст Вселенной может быть больше.

Сингулярности пространства-времени вообще и С. к. в частности являются естеств. границей применимости классич. теории гравитации. Эволюция Вселенной до выхода из физ. С. к. (а также, возможно, нек-рое время после) должна следовать из к.-л. квантового обобщения теории гравитации (см. *Квантовая теория гравитации*). В частности, в общей теории относительности начальные условия в момент матем. С. к. для малых неоднородных возмущений метрики пространства-времени модели Фридмана, описывающей однородную изотропную Вселенную, могут быть произвольными ф-циями пространственных координат. Более фундаментальная квантовая теория, позволяющая рассчитать структуру физ. С. к., должна давать конкретные предсказания для этих начальных условий, к-рые могут быть проверены с помощью наблюдательных данных о *крупномасштабной структуре Вселенной*, анизотропии темп-ры реликтового эл.-магн. излучения, спектре и статистике реликтового фона *гравитационных волн* в настоящее время. Напр., такого рода предсказания следуют из модели Вселенной с де-ситтеровской (инфляционной) стадией вблизи С. к. (см. *Первичные флуктуации* в ранней Вселенной). *А. А. Старобинский.*

СИНГУЛЯРНЫЕ ФУНКЦИИ в квантовой теории поля — релятивистски-инвариантные ф-ции, тесно связанные с квантованием волновых полей, имеющие сингулярное поведение в окрестности *светового конуса* и начала координат. В первую очередь к С. ф. относятся *перестановочные функции*, стоящие в правых частях коммутац. соотношений в x-представлении. Простейшей из них является перестановочная ф-ция скалярного поля φ

$$\varphi(x)\varphi(y)-\varphi(y)\varphi(x)=\frac{1}{i}D(x-y)-$$

т. и. ф-ция Паули — Йордана, к-рая явно выражается через ф-цию Бесселя J_1 (см. *Цилиндрические функции*), *дельта-функцию* Дирака δ и известные разрывные ф-ции

$$\theta(z)=\begin{cases}1 \text{ при } z>0;\\ 0 \text{ при } z<0;\end{cases}\quad \varepsilon(z)=\begin{cases}1 \text{ при } z>0;\\ -1 \text{ при } z<0;\end{cases}$$

следующим образом:

$$D(x)=\frac{1}{2\pi}\varepsilon(x^0)\delta(s^2)-\frac{m}{4\pi\sqrt{s^2}}\varepsilon(x^0)\theta(s^2)J_1(m\sqrt{s^2}). \quad (1)$$

Здесь $s^2=x_0^2-x^2$ — квадрат четырёхмерного *интервала*, $x=(x_0, \boldsymbol{x})$, $y=(y_0, \boldsymbol{y})$ — точки пространства-времени, m — масса кванта поля (используется система единиц, в к-рой $\hbar=c=1$). Как видно, в окрестности светового конуса $D(x)$ имеет особенности $\varepsilon(x^0)\delta(s^2)$ и $\varepsilon(x^0)\theta(s^2)$.

Перестановочные ф-ции полей с ненулевым спином выражаются через линейные комбинации $D(x)$ и её производных. Напр., перестановочная ф-ция *Дирака поля* $S(x)$ связана с D соотношением

$$S(x)=(i\gamma^\nu\partial_\nu+m)D(x), \quad (2)$$

где $\partial_\nu=\partial/\partial x^\nu$ и γ^ν ($\nu=0, 1, 2, 3$) — *Дирака матрицы*. Перестановочные ф-ции являются решениями соответствующих полевых ур-ний. Ф-ция Паули — Йордана удовлетворяет *Клейна — Гордона уравнению* (а также вытекающему из коммутац. соотношения условию антисимметрии), а ф-ция $S(x)$ — *Дирака уравнению*.

Помимо перестановочных С. ф. важную роль играют *Грина функции*, т. е. решения соответствующих неоднородных ур-ний, в правой части к-рых стоит 4-мерная δ-функция. К ним принадлежат запаздывающие, опережающие, а также занимающие центр. место в квантовополевых расчётах причинные ф-ции Грина (*пропагаторы*). Напр., причинная С. ф. скалярного поля D^c, определённая через вакуумное среднее от *хронологического произведения* операторов

$$D^c(x-y)=i\langle T\varphi(x)\varphi(y)\rangle_0,$$

удовлетворяет неоднородному ур-нию

$$(\Box-m^2)D^c(x)=-\delta^4(x),$$

может быть представлена в виде 4-мерного интеграла Фурье

$$D^c(x)=(2\pi)^{-4}\int\frac{\exp ikx}{m^2-k^2-i\varepsilon}\,d^4k,\ \varepsilon\to+0$$

и в явном виде выражена через ф-ции Бесселя J_1, N_1, K_1, а также $\theta(s^2)$ и $\delta(s^2)$. В окрестности светового конуса она имеет следующее поведение:

$$D^c(x)\simeq\frac{1}{4\pi}\delta(s^2)+\frac{1}{4\pi^2 is^2}+\frac{im^2}{8\pi^2}\ln\frac{m\sqrt{s^2}}{2}-\frac{m^2}{16\pi}\theta(s^2). \quad (3)$$

Причинные ф-ции полей со спином выражаются через D^c и её производные линейными соотношениями, подобными (2).

В квантовополевых расчётах приходится иметь дело с произведениями и степенями пропагаторов разл. полей. Напр., однопетлевой диаграмме *поляризации вакуума* в x-представлении соответствует произведение двух причинных ф-ций поля Дирака:

$$\gamma^\nu S^c(x-y)\gamma_\nu S^c(y-x),$$

а в окрестности светового конуса при $(x-y)^2\approx 0$ — произведение выражений (3) и их первых производных. С матем. точки зрения входящие в (3) сингулярные объекты представляют собой *обобщённые функции*.

Теория С. ф. квантовой теории поля была разработана Н. Н. Боголюбовым в нач. 1950-х гг. Она явилась основой оригинальной схемы устранения УФ-расходимостей, не использующей *контрчленов* и *перенормировок*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 3; их же, Квантовые поля, М., 1980.

Д. В. Ширков.

СИНЕРГЕТИКА (от греч. synergētikós — совместный, согласованно действующий) — направление в науке, связанное с изучением закономерностей пространственно-временного упорядочения в разнообразных системах. Термин «С.», введённый Г. Хакеном (H. Haken) в нач. 1970-х гг., отражает тот факт, что процессы упорядочения в макроскопич. системе возникают благодаря взаимодействию большого числа элементарных подсистем. Возникновение С. как самостоят. направления связано с тем, что поведение разнообразных физ., хим., биол. и др. систем описывается сходными матем. моделями и для таких систем характерны одни и те же явления *самоорганизации*. Это позволяет широко использовать результаты исследования одних объектов при анализе других. Напр., модель А. Н. Колмогорова, И. Г. Петровского, Н. С. Пискунова, исследованная в 1937 в связи с биол. проблемой распространения популяций на нек-рой территории, была использована при анализе закономерностей фронта горения, распространения возбуждения в сердечной ткани и др.

Осн. понятия С.: *диссипативная структура* (пространственно упорядоченное состояние системы, обычно с симметрией, более низкой, чем симметрия исходного состояния), *волна переключения* (бегущий фронт фазового перехода), *ведущий центр* (локализованный автогенератор бегущих импульсов), вра-

щающаяся спиральная структура, называемая в С. ревербератором, и др. Эти понятия позволяют в универсальных наглядных образах объяснять особенности поведения конкретных систем.

Наряду с термином «С.» для обозначения данного направления широко употребляются такие названия, как нелинейная неравновесная термодинамика, теория самоорганизации, теория *автоволн*, подчёркивающие выбор объекта или метода исследования.

Лит.: Эбелинг В., Образование структур при необратимых процессах, пер. с нем., М., 1979; Хакен Г., Синергетика, пер. с англ., М., 1980; его же, Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С., Математическая биофизика, М., 1984; Пригожин И., От существующего к возникающему, пер. с англ., М., 1985. *Н. А. Кириченко.*

СИНТЕТИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, выращенные в лаб. или заводских условиях. Имеют то же атомное строение, что и природные, часто совершеннее их. Из 3000 известных природных минералов искусственно выращено только неск. сотен, тогда как из 10^4 синтезированных неорганич. и 10^5 органич. кристаллов подавляющее большинство не имеет природных аналогов. Выращивание объёмных и тонкоплёночных кристаллов осуществляется из газовой фазы, из растворов и из расплавов (см. *Кристаллизация*, *Эпитаксия*). Хим. состав и размеры С. к. разнообразны: от неск. г до неск. кг. Для практич. применений существенное значение имеют лишь 20—30 С. к. (см. табл.). Они служат осн. функциональными элементами микроэлектроники, вычислит. техники, оптики и др.

Лит.: Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 3, М., 1980; Чернов А. А., Физика кристаллизации, М., 1983; Тимофеева В. А., Физико-химические и методические основы раствор-расплавного поиска новых технических кристаллов, М., 1990. *В. А. Тимофеева.*

СИНУС-ГОРДОНА УРАВНЕ́НИЕ — релятивистски инвариантное ур-ние, в пространственно-временны́х переменных имеющее вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + m^2 \sin u = 0; \qquad (A)$$

$$-\infty < x, t < \infty, \quad u \in \mathbb{R}^1, \quad m > 0.$$

Название предложено в 1960-х гг. М. Крускалом (M. Kruskal) по аналогии с линейным *Клейна — Гордона уравнением* (где вместо sin u стоит u). В характеристических (светоподобных) переменных ($\sigma = x + t$, $\tau = x - t$) С.-Г. у. выглядит так:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \sigma \partial \tau} + m^2 \sin u = 0; \quad \sigma, \tau, u \in \mathbb{R}^1, \quad m > 0. \qquad (B)$$

Как в случае (A), так и в случае (B) С.-Г. у. допускает представление Лакса

$$\frac{\partial L}{\partial t} = [L, M]$$

с линейными операторами L и M ($[L,M] = LM - ML$), что позволяет применить к нему *обратной задачи рассеяния метод*.

Коши задача для С.-Г. у. формулируется след. образом.

Случай (A):

$$u\Big|_{t=0} = u_1, \quad \frac{\partial u}{\partial t}\Big|_{t=0} = u_2;$$

$$\frac{du_1}{dx}, \ u_2 \in S(\mathbb{R}^1); \quad \lim_{|x| \to \infty} u_1(x) \equiv 0 \pmod{2\pi}.$$

Случай (B):

$$u\Big|_{\tau=0} = u_0; \quad \frac{du_0}{d\sigma} \in S(\mathbb{R}^1);$$

$$\lim_{|\sigma| \to \infty} u_0(\sigma) \equiv 0 \pmod{2\pi}.$$

Здесь $S(\mathbb{R}^1)$ — пространство Шварца быстроубывающих ф-ций. Задачи Коши (A) и (B) при нек-рых дополнит. ограничениях на нач. данные однозначно разрешимы в указанных классах, и множества их решений совпадают. Эволюция данных рассеяния соответствует действию L-операторов и даётся явными ф-лами, а решения $u(x;t)$ и $u(\sigma,\tau)$ находятся с помощью инте-

Наиболее распространённые синтетические кристаллы

Название	Хим. ф-ла	Макс. вес, размер	Применение
Кварц	SiO_2	от 1 до 15 кг	Пьезоэлементы, ювелирные изделия, оптич. приборы
Корунд	Al_2O_3	стержни диам. 80—100 мм,	Приборостроение, часовая пром-сть, ювелирные изделия, рубиновый лазер, квантовый усилитель, сапфировые подложки и «окна» в микроэлектронике
Рубин	Al_2O_3 с примесью Cr	дл. до 3 м, пластины 140×	
Сапфир	Al_2O_3 с примесью Fe	×300×30 мм	
Германий	Ge	до 10 кг	Полупроводниковые приборы
Кремний	Si	до 50 кг	
Галогеиды	KCl, NaCl	от 1 до 100 кг	Сцинтилляторы
Сегнетова соль	$KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$	от 1 до 25 кг	Пьезоэлементы
		от 1 до 40 кг	
Триглицинсульфат	$(NH_2CH_2COOH)_3$	до 1 кг	Пироэлектрич. элементы
Дигидрофосфат калия KDP	KH_2PO_4	от 1 до 40 кг	Пьезоэлементы, нелинейные кристаллы, электрооптика
		500×500×300 мм	
Алюмоиттриевый гранат	$Y_3Al_5O_{12}$	40×40×150 мм,	Лазеры, ювелирные изделия
		30×200×150 мм	
		30×30×30 мм	Акустоэлектроника
Железоиттриевый гранат	$Y_3Fe_5O_{12}$	20×80×200 мм	Подложки для магн. плёнок
Гадолиний-галлиевый гранат	$Gd_3Ga_5O_{12}$	от 1 до 3 мм	Абразивный материал
Алмаз	C	10×20×200 мм	Пьезоэлементы, акустоэлектрич. и электрооптич. элементы
Ниобат лития	$LiNbO_3$		Сцинтилляц. детекторы частиц
Нафталин	$C_{10}H_8$	блоки в неск. кг	Рентг. анализаторы, нелинейная оптика
Пифталят калия	$C_8H_5O_4K$	до 1 кг	Полупроводниковые приборы
Сульфид кадмия	CdS	20×20×100 мм	Оптич. приборы
Кальцит	$CaCO_3$	10×30×30 мм	Полупроводниковые приборы
Сульфид цинка	ZnS	20×20×100 мм	—»—
Арсенид галлия	GaAs	—»—	—»—
Фосфид галлия	GaP	—»—	Лазеры
Молибдат иттрия	$Y_2(MoO_4)_3$	100×10×100 мм	Ювелирные изделия, оптика
Двуокись циркония (с добавкой Y_2O_3 до 10%)	ZrO_2	блоки 2 кг, столбчатые кристаллы, 100×10×50 мм	
Двуокись гафния (с добавкой Y_2O_3 до 10%)	HfO_2	—»—	—»—
Вольфрамат кальция	$CaWO_4$	10×20×200 мм	Лазеры
Алюминат иттрия	$YAlO_3$	10×10×100 мм	—»—
Алюминий (трубы разл. сечений)	Al	дл. до 1 м, диам. 3×20 см	Металлургия

гральных ур-ний типа Гельфанда — Левитана — Марченко.

Гамильтонова формулировка С.-Г. у. заключается в том, что, напр., в случае (А) оно представляет собой *гамильтонову систему* с гамильтонианом

$$P_0=\frac{1}{\gamma}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left\{\frac{1}{2}\,\pi^2(x)+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+m^2(1-\cos u)\right\}dx$$

и симплектич. формой (см. *Симплектическая структура, Симплектическое многообразие*)

$$\Omega=\frac{1}{\gamma}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}d\pi(x)\wedge du(x)dx,\ \pi(x)=\frac{\partial u}{\partial t}.$$

Эта система является вполне интегрируемой, и переход от переменных u и π к данным рассеяния соответствующего оператора L является канонич. преобразованием к переменным типа действие — угол. Фазовое пространство параметризуется канонически сопряжёнными переменными трёх типов:

1) $0\leqslant\rho(p)<\infty$, $0\leqslant\varphi(p)<2\pi$, $p\in\mathbb{R}^1$;
2) $p_a,q_a\in\mathbb{R}^1$, $a=1,\ldots,N_1$; $N_1\geqslant 0$, $N_1\in\mathbb{Z}$;
3) $\eta b,\xi b\in\mathbb{R}^1$, $0\leqslant\alpha b<8\pi/\gamma, 0\leqslant\beta b<2\pi$; $b=1,\ldots,N_2$, $N_2\geqslant 0$, $N_2\in\mathbb{Z}$.

Полная энергия P_0 и полный импульс

$$P_1=\frac{1}{\gamma}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\pi(x)\frac{\partial u}{\partial x}\,dx$$

поля u в новых переменных выглядят след. образом:

$$P_0=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\sqrt{p^2+m^2}\rho(p)dp+\sum_{a=1}^{N_1}\sqrt{p_a^2+M^2}+$$
$$+\sum_{b=1}^{N_2}\sqrt{\eta_b^2+(2M\sin\theta_b)^2};$$

$$P_1=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}p\rho(p)dp+\sum_{a=1}^{N_1}p_a+\sum_{b=1}^{N_2}\eta_b,\ M=\frac{\delta m}{\gamma},\ \theta_b=\frac{\gamma}{16}\alpha_b.$$

В случае (В) также получается вполне интегрируемая гамильтонова система.

Одно из приложений к квантовой теории поля. Пусть $u(x,t)$ — скалярное поле с лагранжианом

$$L=\frac{1}{2\gamma}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left\{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2-\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2-2m^2(1-\cos u)\right\}dx$$

(здесь γ — константа связи). Такой лагранжиан появляется как часть полного лагранжиана для мн. реалистич. моделей в КТП. С.-Г. у. является ур-нием Эйлера — Лагранжа для этого лагранжиана. При квазиклассич. квантовании поля u осн. роль играют приведённые выше выражения для P_0 и P_1. Первые члены в правых частях указанных ф-л отвечают частицам массой m — частицам осн. поля. Переменным второго и третьего типов соответствуют локализов. решения С.-Г. у.— *солитоны* (в КТП) и двойные солитоны массами M и $2M\sin\theta$. Система обладает законом сохранения (*топологический заряд*)

$$Q=\frac{1}{2\pi}\{u(+\infty,t)-u(-\infty,t)\},\ Q\in\mathbb{Z}.$$

Частицы первого и третьего типов имеют заряд, равный 0, а у частиц второго типа заряд равен $+1$. Частицы с одинаковыми зарядами отталкиваются, а с разными зарядами — притягиваются. Наличие бесконечного числа законов сохранения означает, что при рассеянии сохраняются кол-ва частиц каждого типа; n-частичная *матрица рассеяния* (S-матрица) сводится к парным S-матрицам. С помощью интеграла по траекториям можно вычислить квантовые поправки к массам и к квазиклассической S-матрице солитонов. Одним из нетривиальных свойств указанной модели является возникновение целого спектра частиц (солитонов), в то время как лагранжиан теории содержит только одно поле. Кроме того, в приближении слабого взаимодействия (т. е. когда γ мало) солитоны — массивные частицы и сильно взаимодействуют.

Лит.: Фаликов С. П., Нагибание на главном основании и связанные с ним геометрические задачи, М.— Л., 1937; Ablowitz M. [и др.], Method for solving the sine-gordon equation, «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 1262; Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Д., Существенно-нелинейная одномерная модель классической теории поля, «ТМФ», 1974, т. 21, № 2, с. 160; их же, Гамильтонова система, связанная с уравнением $U_{xx}+\sin u=0$, «Тр. Матем. ин-та АН СССР», 1976, т. 142, с. 254; Корепин В. Е., Фаддеев Л. Д., Квантование солитонов, «ТМФ», 1975, т. 25, № 2, с. 147; Ковел В. А., Котляров В. П., Почти периодические решения уравнения $U_A-U_{xx}+\sin u=0$, «ДАН УССР, сер. А», 1976, № 10, с. 878; Пелиновский Е. Н., Некоторые точные методы в теории нелинейных волн, «Изв. вузов. Радиофизика», 1976, т. 19, № 5—6, с. 883.

Л. А. Тахтаджян.

СИНУСОВ УСЛОВИЕ — условие, соблюдение к-рого необходимо, чтобы оптич. система, исправленная в отношении её *сферической аберрации*, давала безаберрационное изображение y' малого осевого элемента y, расположенного перпендикулярно оси. С. у. выражается ф-лой $\sin u/\sin u'=\beta n'/n$, где u и u' — углы, образуемые оптич. осью и лучом, проходящим через точку предмета на оси в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно (рис.); n и n' — показатели преломления среды по обе стороны оптич. системы; $\beta=y'/y$ — линейное увеличение оптич. системы.

СИНУСОИДАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — см. *Гармонические колебания.*

СИНФАЗНОСТЬ — совпадение по фазе двух или нескольких периодич. *колебаний*. Опираясь на более общее понятие когерентности, С. можно определить как частный случай когерентности, при к-ром разность фаз колебаний постоянна и равна нулю (на рис. 1 см.

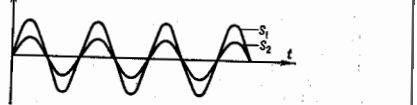


Рис. 1.

синфазные гармоничн. колебания, описываемые ф-циями вида $S_{1,2}(t)=A_{1,2}\sin(\omega t+\varphi_0)$, где $A_{1,2}$ — амплитуды, $\omega=2\pi/T$ — круговая (циклическая) частота, T — период колебаний, φ_0 — начальная фаза; эти колебания синфазны, если $\varphi_2-\varphi_1=\pm 2\pi n$, где $n=0,1,2,\ldots$; на рис. 2— синфазные колебания взаимно перпендикулярных векторов напряжённостей электрич. и магн. полей].

Примеры синфазных колебаний: 1) колебания всех точек стоячей волны; они происходят с разл. отклоне-

ниями от нулевого положения, но в одинаковой фазе (в то время как в бегущей волне, наоборот, колебания всех точек происходят с одинаковыми отклонениями, но в разл. фазах); 2) а нелинейных оптич. средах колебания вынуждающей волны нелинейной поляризации

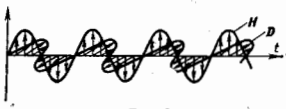


Рис. 2.

и, напр., возбуждаемой ею волны поля второй гармоники при наличии т. н. фазового (волнового) *синхронизма*. При отсутствии синхронизма, т. е. при наличии волновой расстройки, С. волн поляризации и поля исчезает, в результате чего возникают пространственные *биения*.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988. *Т. И. Солобуева.*

СИНХРОБЕТАТРО́ННЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное возбуждение колебаний частиц в циклич. ускорителях на комбинац. частотах, составленных из частот бетатронных и синхротронных колебаний. Возникает при выполнении условия

$$m_x\omega_x+m_z\omega_z+m_c\omega_c=n\omega_0,$$

где $\omega_{x,z}$ — частоты радиальных и аксиальных (вертикальных) бетатронных колебаний (по осям x и z), ω_c — частота синхротронных колебаний, ω_0 — частота обращения частиц в ускорителе, m_x, m_z, m_c, n — целые числа.

К возникновению С. р. приводят несколько причин: зависимость частот бетатронных колебаний от импульса частиц (т. н. хроматизм ускорителя), зависимость прироста энергии, получаемой частицами при прохождении ускоряющих промежутков, от радиальной координаты, отклонение плоскости бетатронных колебаний от нормальной к равновесной орбите, а также локализация возмущений. Для компенсации первого эффекта в магн. структуру ускорителей вводят секступольные линзы, для компенсации второго стараются располагать ускоряющие станции на участках с небольшой (лучше всего с нулевой) дисперсионной ф-цией (описывающей зависимость радиального положения частицы от её импульса).

С. р. налагает серьёзные ограничения на изготовление накопительных колец ускорителей. Обычно частоты колебаний должны быть удалены от С. р. С. р. может заметно ограничить светимость ускорителей со встречными пучками (*коллайдерами*).

Лит. см. при ст. *Синхротрон электронный.*

Д. В. Пестриков.

СИНХРОНИЗА́ЦИЯ КОЛЕБА́НИЙ — согласование частот, фаз или др. характеристик сигналов, генерируемых взаимодействующими колебательными системами. Различают в з а и м н у ю С. к., когда парциальные подсистемы перестраивают режим колебаний друг друга, и в н е ш н ю ю (вынужденную) С. к., когда характеристики колебаний системы (систем) изменяются под действием внеш. силы. Вынужденную синхронизацию по частоте колебаний, т. е. навязывание системе, характеризующейся в автономном режиме одной частотой колебаний, др. частоты, определяемой внеш. силой, называют *захватыванием частоты*. Захватывание частоты — простейший пример явления синхронизации, к-рый был описан ещё Х. Гюйгенсом (Ch. Huygens) в связи с ускорением или замедлением хода часов, висящих на независимо колеблющейся балке (см., напр., [1]).

Наиб. полно развита теория С. к. для квазигармонических колебаний в слабо нелинейных системах [2—4]. В частности, усреднённые по периоду внеш. силы ур-ния для комплексной амплитуды a нелинейного генератора с одной степенью свободы, находящегося под действием слабой гармонической силы, имеют вид:

$$\dot a=\mu[a(1-|a|^2)+i\beta|a|^2a+a_{\text{внеш}}+i\xi a], \qquad (1)$$

где μ, β, ξ — действительные параметры: ξ — расстройка между частотой автоколебаний и частотой внеш. силы, μ — коэф. усиления в автономном генераторе, β — нелинейный сдвиг частоты. Режиму С. к. соответствует устойчивое положение равновесия системы (1). В исходном же (3-мерном) фазовом пространстве режиму С. к. отвечает устойчивый *предельный цикл*. При увеличении ξ режим С. к. либо перестаёт существовать (при слабых внеш. сигналах), либо теряет устойчивость (в случае сильных сигналов). Область значений расстроек, для к-рых реализуется режим С. к., наз. полосой захватывания. Граница полосы захватывания находится из (1): из условия существования режима С. к. ($\dot a=0$) устанавливается резонансная кривая

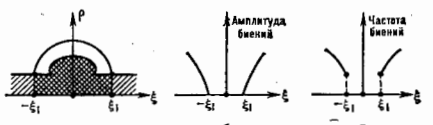


Рис. 1.

$\rho=\rho(\xi)$, где $\rho=|a_0(\xi)|^2$ — интенсивность автоколебаний в режиме С. к., и по линеаризованному ур-нию определяется устойчивость этого режима. На рис. 1 показаны полосы захватывания в случаях слабых и сильных сигналов. На рис. 2 изображены последовательности фазовых портретов на плоскости (Rea, Ima), отвечающих (1) при разных значениях расстройки. При

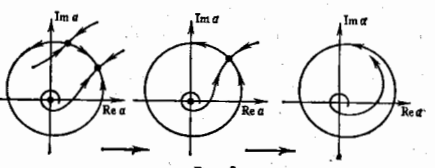


Рис. 2.

переходе через границу области захватывания режим С. к. сменяется режимом *биений* — наблюдается *бифуркация* Андронова — Хопфа (при сильных сигналах) или бифуркация рождения предельного цикла из петли *сепаратрисы* седло — узел (при слабых сигналах). В исходном (3-мерном) фазовом пространстве переходу к режиму биений отвечает рождение притягивающего двумерного тора с квазипериодич. обмоткой. Аналогичным образом можно исследовать С. к. ансамбля генераторов, находящихся под действием одной и той же внеш. гармонической силы [5, 6].

Явление взаимной синхронизации генераторов квазигармонических колебаний в простейшем случае бигармонического резонанса ($\omega_2\approx 2\omega_1+\xi$) может быть исследовано в рамках системы ур-ний для комплексных амплитуд $a_{1,2}$ взаимодействующих мод в автогенераторе с двумя степенями свободы:

$$\dot a_1=h_1[1-(|a_1|^2+\rho_{12}|a_2|^2)]+\sigma_1a_2a_1^2\exp i\xi,$$
$$\dot a_2=h_2[1-(|a_2|^2+\rho_{21}|a_1|^2)]-\sigma_2a_1^2\exp i\xi, \qquad (2)$$

где ξ — расстройка от точного резонанса, $h_{1,2}$ — инкременты каждой из мод, ρ_{12} ρ_{21} — параметры, характеризующие конкуренцию мод, а $\sigma_{1,2}$ — их резонансное взаимодействие. Здесь также режиму С. к. отвечает устойчивое состояние равновесия, граница области устойчивости к-рого и определяет границу области взаимной синхронизации [3]. Взаимная синхронизация наблюдается в системах с числом степеней свободы $\geqslant 2$, и во многих ситуациях после разрушения режима С. к. возможно возникновение стохастических автоколебаний (см. *Стохастические колебания*). Явление С. к. наблюдается не только в случае, когда частоты парциальных генераторов близки друг к другу, но и когда они близки к кратным друг друга (синхронизация на гармониках и субгармониках). Именно за счёт взаимной синхронизации мод оптич. резонатора удаётся реализовать режим генерации ультракоротких импульсов в лазерах [7].

В сильно нелинейном случае усреднённое описание, приводящее к ур-ниям типа (1) и (2), не адекватно задаче, и здесь используется качеств. теория линамических систем. В этой теории явление синхронизации периодич. колебаний двух автоколебат. систем можно описать следующим образом. Каждой из систем

$$\dot{x}=f(x),\ x\in\mathbb{R}^m, \tag{3}$$

$$\dot{y}=g(y),\ y\in\mathbb{R}^m \tag{4}$$

свойственны периодич. автоколебания, т. е. в её фазовом пространстве имеется устойчивый предельный цикл — L_1 и L_2 соответственно. Система

$$\begin{aligned}\dot{x}&=f(x)+\gamma h(x,y),\\ \dot{y}&=g(y)+\gamma r(x,y)\end{aligned} \tag{5}$$

при $\gamma=0$ будет иметь притягивающий двумерный тор $\pi_0=L_1\times L_2$ (каждая система колеблется независимо от другой). При возрастании параметра связи γ движение в парциальных подсистемах системы (5) перестаёт быть независимым, что отвечает бифуркациям на торе π_0 [остающемся аттрактором для системы (5)]. В частности, явлению синхронизации отвечает рождение устойчивого предельного цикла на этом торе.

Более подробную информацию о перестройках в системе при изменении параметра связи даёт т. н. дьявольская лестница — график зависимости числа вращения системы на торе π_0 от параметра связи. [Число вращения — это предел отношения фаз бывших независимыми при $\gamma=0$ колебаний парциальных генераторов: $\mu=\lim\limits_{t\to\infty}\varphi(t)/\psi(t)$].

Зависимость числа вращения от величины параметра связи имеет вид непрерывно уменьшающихся ступеней (рис. 3). Точнее, ф-ция $\mu(\gamma)$ растёт на канторовом *множестве*. Каждое своё значение, равное отношению целых чисел p/q (синхронизация), число вращения принимает, вообще говоря, на нек-ром интервале, а числа p и q соответствуют номерам гармоник, на к-рых осуществляется взаимная синхронизация. Если следить за изменением не только параметра связи, но и др. параметра (напр., надкритичности в каждом из генераторов), то области синхронизации будут изображаться уже не на прямой, а на плоскости. Обычно эти области имеют вид «языков» [8] (т. н. языки Арнольда [9]) — рис. 4.

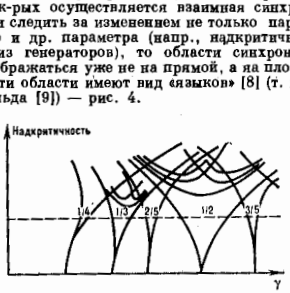


Рис. 4.

Взаимное согласование движений свойственно генераторам не только периодических, но и стохастических автоколебаний. Принципиальное отличие от случая периодич. колебаний здесь в том, что движения взаимодействующих неидентичных подсистем согласуются лишь в среднем по времени. При этом могут быть одинаковыми топология проекций *странных аттракторов* на парциальные подпространства, их размерности, спектры мощности парциальных колебаний. В то же время сами реализации локально по времени могут не совпадать. На рис. 5 представлены странные аттракторы парциальных подсистем в автономном режиме

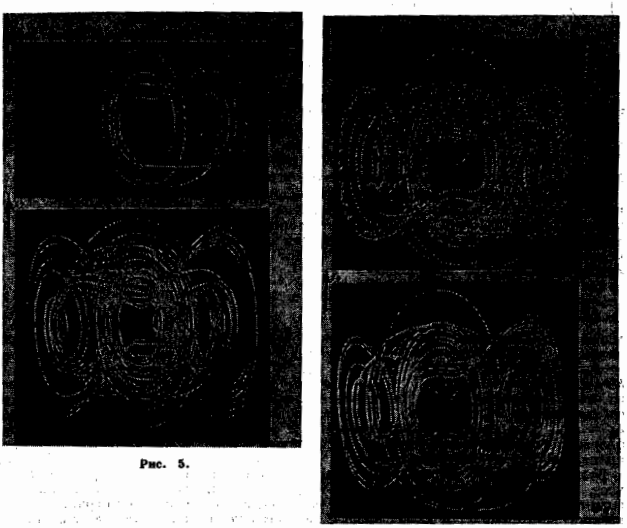


Рис. 5.

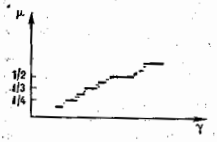


Рис. 3.

($C = 0$) и проекции аттрактора на парциальные подпространства в режиме стохастич. синхронизации ($C = 10$) для системы, описываемой ур-ниями вида:

$$\ddot{x}_1 + k_1\dot{x}_1 + (1 + q\cos\Omega t)x_1 + x_1^3 = C(\dot{x}_2 - \dot{x}_1),$$
$$\ddot{x}_2 + k_2\dot{x}_2 + (1 + q\cos\Omega t)x_2 + x_2^3 = C(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) \qquad (6)$$

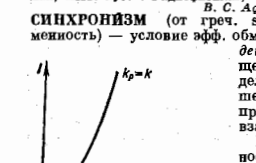
(напр., $Q = 2$, $k_1 = 0{,}48$, $k_2 = 0{,}45$ для двух связанных параметрически возбуждаемых генераторов [10]).

Степень стохастич. синхронизации может быть различной; в частности, в нек-рых ситуациях, когда взаимодействуют идентичные подсистемы, совпадение парциальных колебаний может быть полным.

Лит.: 1) Блехман И. И., Синхронизация в природе и технике, М., 1981; 2) Андронов А. А., Витт А. А., К математической теории захватывания, в кн.: Андронов А. А., Собр. трудов, М., 1956; 3) Блакьер О., Анализ нелинейных систем, пер. с англ., М., 1969; 4) Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 5) Aizawa Y., Synergetic approach to the phenomena of mode-locking in nonlinear systems, «Progr. Theor. Phys.», 1976, т. 56, № 3, p. 703; 6) Рабинович М. И., Стохастические автоколебания и турбулентность, «УФН», 1978, т. 125, с. 123; 7) Квантовая радиофизика, 2 изд., т. 2 — Ханин Я. И., Динамика квантовых генераторов, М., 1975; 8) Арнольд В. И., Малые знаменатели: 1. Об отображениях окружности на себя, «Изв. АН СССР. Сер. мат.», 1961, т. 25, с. 21; 9) Thompson J. M., Stewart H. B., Nonlinear dynamics and chaos, N. Y.—[a. o.], 1986; 10) Афраймович В. С., Веричев Н. Н., Рабинович М. И., Стохастическая синхронизация колебаний в диссипативных системах, «Изв. вузов. Радиофизика», 1986, т. 29, № 9, с. 1050.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

СИНХРОНИЗМ (от греч. synchronismós — одновременность) — условие эфф. обмена энергией при *взаимодействии волн*, заключающееся в сохранении определённых фазовых соотношений между волнами на протяжении всей области взаимодействия.



В условиях С. интенсивности взаимодействующих волн меняются в первом приближении пропорционально квадрату длины области взаимодействия z^2 (рис.).

При нарушении С. интенсивности волн осциллируют вдоль оси z с пространственным периодом $2l_{ког}$, достигая макс. изменения на длине $l_{ког}$, называемой *длиной когерентного взаимодействия*. Макс. изменение интенсивностей волн пропорционально $l_{ког}^2$ и при сильном нарушении С. очень мало.

Термин «С.» получил широкое распространение при описании взаимодействия эл.-магн. волн. Для плоских эл.-магн. волн частоты ω, распространяющихся в *нелинейной среде* вдоль оси z, в приближении медленно меняющихся амплитуд интенсивность волны (см. *Нелинейная оптика*)

$$I \propto |A|^2 \propto z^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{k_p - k}{2}\, z\right), \qquad (1)$$

где k, k_p — волновые векторы собственной эл.-магн. волны и волны нелинейной поляризации, $\operatorname{sinc}(x) = \sin x/x$. При этом $2l_{ког} = 2\pi/|k_p - k|$. Поскольку $k = \omega/v_\phi$ и $k_p = \omega/v_{\phi p}$, где v_ϕ, $v_{\phi p}$ — фазовые скорости эл.-магн. волны и волны нелинейной поляризации соответственно, то условие С. можно записать как $v_\phi = v_{\phi p}$. Т. о., условие С. заключается в равенстве фазовых скоростей собственной эл.-магн. волны и волны нелинейной поляризации среды на частоте ω.

Волна нелинейной поляризации на частоте ω возникает, напр., при распространении в среде эл.-магн. волн с частотами ω_1 и ω_2, причём $\omega_1 + \omega_2 = \omega$, и волновыми векторами k_1 и k_2. Условие С. в этом случае принимает вид $k_1 + k_2 = k$ или, в общем случае, $k_1 + k_2 = k$. Этот процесс наз. генерацией суммарной частоты, частным случаем к-рого является генерация второй гармоники (при $\omega_1 = \omega_2$). Условие С. можно трактовать как сохранение суммарного импульса взаимодействующих волн: $\hbar k_1 + \hbar k_2 = \hbar k$. При нарушении условия С. импульс волн частично передаётся среде, в к-рой они распространяются.

В СВЧ-приборах, напр. *лампе бегущей волны* (ЛБВ), вместо волны поляризации следует рассматривать волну конвекционных токов, фазовая скорость к-рой совпадает со скоростью потока электронов. В этом случае условие С. заключается в совпадении фазовой скорости эл.-магн. волны со скоростью электронного потока. Это рассмотрение соответствует приближению, не учитывающему обратного влияния эл.-магн. волны на поток электронов (в нелинейной оптике подобный подход наз. приближением заданного поля). При учёте этого влияния наиб. усиление эл.-магн. волны в ЛБВ достигается при нек-ром превышении начальной скорости электронов над фазовой скоростью эл.-магн. волны.

При акустооптич. взаимодействиях (см. *Акустооптика, Дифракция света на ультразвуке*) условие С.: $\mathbf{k} \pm \boldsymbol{K} = \mathbf{k}'$, где $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ и $\boldsymbol{K}$ — волновые векторы падающей, дифрагированной (рассеянной) и акустич. волн соответственно, называют *Брэгга — Вульфа условием*.

Для выполнения условия С. в общем случае приходится принимать спец. меры, напр. использовать замедляющие системы в СВЧ-приборах, или двулучепреломляющие кристаллы в нелинейной оптике, подбирать частоту акустич. волны в акустооптич. устройствах.

Спектральная ширина С. определяется как ширина частотного интервала $\Delta\omega_C$, в пределах к-рого фазовое рассогласование взаимодействующих волн в области взаимодействия не превышает

$$\Delta\omega_C \approx \frac{2\pi}{|\partial k_p/\partial\omega - \partial k/\partial\omega| l},$$

где l — длина области взаимодействия. Поскольку $dk/d\omega \approx v_{гр}^{-1}$, где $v_{гр}$ — *групповая скорость*, то спектральная ширина С. велика в случае равенства групповых скоростей взаимодействующих волн. Это условие т. н. *группового синхронизма* (в отличие от группового С., условие $k_p = k$ называют *фазовым* или *волновым* С.). При выполнении условия группового С. ограниченные в пространстве волновые пакеты распространяются с одинаковой групповой скоростью и их эффективное взаимодействие происходит на большой длине даже при малой длине волновых пакетов (т. е. при широком спектре). Так, в ЛБВ с однородной замедляющей системой дисперсия эл.-магн. волн очень мала и групповые скорости взаимодействующих волн практически совпадают, что обусловливает широкую полосу усиления ЛБВ (октава и выше). В *лампе обратной волны* (ЛОВ), напротив, групповая скорость эл.-магн. волны и скорость потока электронов противоположны, поэтому усилители на ЛОВ не могут быть широкополосными и ЛОВ часто используется как узкополосный перестраиваемый регенеративный усилитель.

В нелинейной оптике из-за сильной дисперсии групповой скорости С. наблюдается только в отд. случаях. В акустике, напротив, из-за малой дисперсии условия фазового и группового С. выполняются одновременно для большого числа спектральных компонент, что приводит к накоплению нелинейных эффектов на больших длинах и образованию *ударных волн*.

При взаимодействии волновых пучков, ограниченных в поперечном сечении, условие группового С. принимает более общий вид, а именно — как равенство векторов групповых скоростей взаимодействующих волн. При отличии направления векторов групповых скоростей ограниченные в пространстве волновые пучки испытывают боковой снос относительно друг друга,

что приводит к уменьшению области эфф. взаимодействия. Это явление обычно характеризуется угл. шириной С.— расходимость взаимодействия, в пределах к-рой фазовое рассогласование не превышает π. В нелинейной оптике боковой снос взаимодействующих пучков наз. апертурным эффектом и обусловлен отличием направления векторов фазовой и групповой скоростей для необыкновенных волн в анизотропных кристаллах (см. *Оптическая анизотропия*). Апертурный эффект полностью отсутствует при т. н. 90-градусном С., когда все взаимодействующие пучки распространяются перпендикулярно оптич. оси. При 90-градусном С. угл. ширина С. резко возрастает и ограничена дифракц. расплыванием пучков, так же как спектральная ширина С. при групповом С. ограничена дисперсионным расплыванием волновых пакетов.

Лит.: Чернике Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, 2 изд., М., 1990; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982. *С. М. Копылов.*

СИНХРО́ННАЯ СИСТЕ́МА отсчёта — *система отсчёта*, в к-рой компоненты *метрического тензора* $g_{00} = c^2$, $g_{0i} = 0$ (индекс 0 соответствует временной координате $x^0 = t$, индекс $i = 1, 2, 3$ — пространственным координатам x^i). В С. с. возможна однозначная синхронизация часов в различных точках пространства (отсюда название) по методу Эйнштейна (т. е. с помощью посылки светового сигнала из точки B в бесконечно близкую точку A и обратно и т. д. вдоль нек-рой линии в пространстве, причём одновременным с моментом приёма сигнала в точке A считается момент времени в точке B, равный полусумме моментов отправления и обратного прибытия сигнала в эту точку, см. *Относительности теория*), т. к. результат не зависит от линии, вдоль к-рой проводится синхронизация. В частности, в С. с. возможна синхронизация вдоль любой замкнутой линии, что, вообще говоря, не имеет места в др. системах отсчёта. Координата t представляет собой *собственное время* наблюдателя, покоящегося в каждой точке пространства. С. с. можно ввести в нек-рой окрестности любой регулярной точки пространства-времени. Физ. реализация С. с. даётся системой пробных частиц, двигающихся (безвихревым образом) по *геодезическим линиям* в заданном пространстве-времени (т. е. по т. н. конгруэнции геодезических): их траектории выбираются в качестве линий $x^i(t) = \text{const}$ в С. с. Для этих частиц С. с. является также и *сопутствующей системой отсчёта*. Характерное свойство С. с.— нестационарность, гравитац. поле в ней не может быть постоянным (за исключением тривиального случая плоского пространства-времени). С. с., как правило, не покрывает всего пространства-времени ввиду пересечения геодезических на каустиках, что приводит к обращению в нуль детерминанта метрич. тензора на регулярных трёхмерных гиперповерхностях. Для нахождения метрики пространства-времени за этими гиперповерхностями необходимо перейти к другой системе отсчёта.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988. *А. А. Старобинский.*

СИНХРО́ННЫЙ ДЕТЕ́КТОР — устройство для извлечения информации из ВЧ-сигнала $u_c(t) = A(t)\cos[\omega_0 t + \varphi(t)]$, модулированного по амплитуде или фазе, путём нелинейного преобразования — умножения на синхронный опорный сигнал $u_{оп}(t) = A_0\cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ с последующей НЧ-фильтрацией (рис. 1). Низкочастотная составляющая в спектре сигнала-произведения $u_c(t)u_{оп}(t)$ имеет вид:

$$u_{нч}(t) = \frac{A(t)A_0}{2}\cos[\varphi(t) - \varphi_0]$$

и при $\varphi(t) = \text{const}$ пропорциональна искомой амплитуде $A(t)$, а при $\varphi(t) = \text{const}$ и $\varphi_0 = \pi/2$, $\varphi(t) \ll \pi/2$ пропорциональна фазе $\varphi(t)$. Осн. особенность С.д.— его помехозащищённость и способность выделять полезный сигнал на фоне шумов — определяется тем, что всякий входной сигнал С. д., частота к-рого ω, образует низкочастотную составляющую с частотой

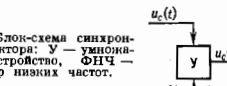


Рис. 1. Блок-схема синхронного детектора: У — умножающее устройство, ФНЧ — фильтр низких частот.

$\delta\omega = \omega - \omega_0$. Если $\delta\omega > \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — полоса пропускания фильтра низких частот, то паразитный сигнал подавляется при фильтрации. Умножение сигналов в С. д. осуществляется обычно электрич. цепью с изменяемыми параметрами (напр., активным сопротивлением, рис. 2) или электронным усилителем (см. *Усилители электрических колебаний*), коэф. передачи к-рого изменяется под действием опорного сигнала. В общем

Рис. 2. Умножение сигналов на изменяемом сопротивлении.

случае опорным сигналом С. д. может служить периодич. сигнал произвольной формы. Широко используется прямоугольный опорный сигнал, для к-рого операция умножения осуществляется путём скачкообразного изменения (переключения) параметра С. д. (сопротивления, ёмкости или др.). Для этого обычно применяются быстродействующие диодные или транзисторные переключатели. Для получения требуемого фазового соотношения между опорным и детектируемым сигналом в цепь опорного сигнала включается фазовращающее устройство (см. *Фазовращатель*).

Лит.: Скрипник Ю. А., Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей, М., 1975; Тятце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982. *А. В. Степанов.*

СИНХРОТРО́Н — в широком (обычном в наст. время) смысле слова — кольцевой резонансный ускоритель заряж. частиц, как лёгких (электронов, позитронов), так и тяжёлых (протонов, антипротонов или ионов, см. *Синхротрон протонный*), с изменяющимся в процессе ускорит. цикла магн. полем и неизменным радиусом равновесной орбиты. Частота ускоряющего поля в С. меняется с изменением магн. индукции и таким образом приводится в соответствие с изменяющейся частотой обращения частиц.

С. в узком (первоначальном) смысле слова — *синхротрон электронный* — кольцевой резонансный ускоритель ультрарелятивистских частиц — электронов и позитронов. Частота ускоряющего поля в таких С. не меняется в течение ускоряющего цикла, т. к. не меняется (или почти не меняется) скорость ускоряемых частиц. *Л. Л. Гольдин.*

СИНХРОТРО́Н ПРОТО́ННЫЙ — циклич. *резонансный ускоритель* протонов с изменяющимся во времени магн. полем и синхронно изменяющейся частотой электрич. ускоряющего поля ω. Протонными синхротронами часто называют и аналогичные по устройству ускорители др. тяжёлых частиц: антипротонов, атомарных и молекулярных ионов и т. д.

Схема С. п. приведена на рис. 1. Протоны, ускоренные в предварит. ускорителе — инжекторе *1*, вводятся в кольцевую вакуумную камеру *2* с помощью спец. эл.-магн. инжекторной системы *3*, к-рая обычно окачивается пластинами с отклоняющим электростатич. полем (это поле по окончании инжекции выключается). Частицы ускоряются переменным высокочастотным

электрич. полем ускоряющих станций *4*, размещённых в промежутке между электромагнитами *5*, к-рые поворачивают и фокусируют частицы в поперечных направлениях (бетатронные колебания). Эти магниты расположены по кольцу в определённом порядке. Система

Рис. 1. Схема протонного синхротрона: *1* — инжектор; *2* — вакуумная камера; *3* — устройство ввода; *4* — ускоряющие электроды; *5* — электромагниты; *6* — равновесная орбита; *7* — пучок частиц.

электромагнитов *5* обеспечивает также устойчивость продольных *синхротронных колебаний* (радиально-фазовых). Траектории частиц в С. п. с точностью до неск. см совпадают с идеальной *равновесной орбитой* *6*.

Индукция поля в электромагнитах B, импульс ускоренных частиц p и радиус кривизны их траектории R связаны между собой соотношением $pc = eBR$, к-рое в удобных для практич. применениях единицах имеет вид:

$$pc[\text{МэВ}] = 300B[\text{Тл}] \cdot R[\text{м}]. \qquad (1)$$

Это соотношение определяет геом. размеры С. п., к-рые у совр. ускорителей измеряются километрами. Частота ускоряющего поля $\omega_{вч}$ должна быть кратна частоте обращения частиц в ускорителе

$$\omega = qv/L, \qquad (2)$$

где v — скорость частиц, L — длина их траектории, к-рая практически всегда может быть заменена длиной равновесной орбиты, т. е. длиной такой замкнутой кривой, к-рая принадлежит к числу возможных траекторий движения частиц с данным импульсом. Целое число q наз. к р а т н о с т ь ю у с к о р я ю щ е г о п о л я. Ф-ла (1) показывает, что индукция магн. поля в С. п. должна увеличиваться вместе с импульсом частиц. Для сокращения размеров и экономии электроэнергии в ускорителях на большие энергии всё шире начинает применяться сверхпроводимость. Частота ускоряющего поля должна увеличиваться вместе со скоростью частиц и в течение ускоряющего цикла может изменяться в неск. раз (она постоянна только при ускорении релятивистских частиц).

На рис. 2 изображена типичная зависимость B к ω от времени. Эта зависимость обычно носит периодич.

Рис. 2. Рабочий цикл протонного синхротрона: *1* — пауза; *2* — инжекция; *3* — ускорение; *4* — медленный вывод; *5* — спад поля.

характер (в совр. С. п. возможны и более сложные режимы) и называется рабочим циклом (или ц и к л о м у с к о р е н и я). После паузы *1* магн. поле начинает возрастать и при подходящем его значении происходит инжекция *2*, в течение к-рой вакуумная камера С. п. заполняется частицами, поступающими от предварит. ускорителя. В С. п. на умеренную энергию (≈ГэВ) в качестве инжекторов обычно используются резонансные *линейные ускорители*; в С. п. на высокую и сверхвысокую энергию широко применяют каскадные схемы, в к-рых инжектором основного С. п. является небольшой С. п. — б у с т е р. Под действием ускоряющего ВЧ-поля инжектируемые частицы группируются в q сгустков; при этом теряется часть пучка, оказавшаяся вне сепаратрис, ограничивающих области устойчивости продольных колебаний. Захваченные в режим ускорения частицы ускоряются ВЧ электрич. полем, частота к-рого в соответствии с ф-лами (1) и (2) синхронизуется с магн. полем системами автоподстройки по пучку. Во время захвата и ускорения *3* частицы могут быть потеряны под действием ряда факторов: рассеяния на остаточном газе, влияния возмущений магн. и ускоряющего полей, коллективных эффектов, вызванных собств. полем пучка, его взаимодействием со стенками вакуумной камеры и т. д. После окончания стадии ускорения частицы выводятся (*4*) из С. п. и направляются пользователям: для физ. экспериментов, инжекции в др. ускоритель и т. д. В связи с тем что детекторы имеют ограниченную скорость счёта, па совр. С. п. широко используются схемы медленного вывода, растягивающие процессы вывода частиц до неск. секунд или более. Индукция магн. поля в течение медленного вывода не меняется (выходит «на площадку»).

Совр. С. п. представляет собой сложное инженерное сооружение, включающее целый ряд техн. систем: магн. систему, систему ускорения, вакуумную систему, системы инжекции и вывода, систему диагностики пучка, систему контроля и управления и т. д. Рассмотрим кратко две осн. системы: магнитную и систему ускорения.

Магнитная система обеспечивает поворот и фокусировку частиц. Жёсткость фокусировки определяется бетатронными частотами Q_r и Q_z — числом поперечных (радиальных и аксиальных) колебаний на оборот (см. *Бетатрон*). В соответствии с истории. традицией различают С. п. со с л а б о й ф о к у с и р о в к о й (в старой отечеств. литературе — с и н х р о ф а з о т р о н ы), у к-рых Q_r и $Q_z < 1$, и С. п. с с и л ь н о й ф о к у с и р о в к о й ($Q > 1$) (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*). Для создания сильной фокусировки применяют магниты, у к-рых градиент магн. поля многократно меняет знак (см. *Знакопеременная фокусировка*). В качестве элементов магн. системы используются либо магниты с совмещёнными ф-циями, в к-рых создаётся магн. поле, имеющее как поворачивающую B_z, так и фокусирующую $\partial B_z/\partial r$ составляющие, либо магниты с разделёнными ф-циями, т. е. дипольные поворачивающие магниты без градиента ($\partial B_z/\partial r = 0$), и квадрупольные фокусирующие линзы, не имеющие поворотного магн. поля ($B_z = 0$).

Магниты в ускорителях объединяют в периодич. группы сложной конфигурации (периоды и суперпериоды магн. системы); иногда в С. п. на сверхвысокую энергию применяются и непериодич. группы («вставки»), в к-рых размещаются спец. системы для исследования встречных пучков, мощные ускоряющие системы, системы аварийного вывода пучка и т. д. Магн. система включает также элементы (в виде отд. магнитов, дополнит. обмоток, шимм и т. д.) для коррекции возмущений магн. поля на орбите, вызванных систематич. или случайными ошибками в поле магнитов, ошибками их установки и т. д. Погрешности магн. систем становятся особенно заметными, если числа бетатронных колебаний Q_r и Q_z приближаются к целым (резонансное влияние погрешностей в индукции магн. поля) в полуцелым значениям (погрешности в величине $\partial B_z/\partial r$).

Ускоряющая система обеспечивает ускорение частиц, а также устойчивость синхротронных (радиально-фазовых) колебаний импульса и продольной координаты

частицы около равновесного значения, соответствующего центру ускоряемого сгустка. Ускоряющая система состоит из нескольких или многих ускоряющих станций, возбуждающих нагруженные или полые (в ультрарелятивистских С. п.) резонаторы. Резонаторы располагаются в промежутках между элементами магн. системы. Для управления частотой резонаторов широко применяется подмагничивание ферритов, к-рыми нагружается резонатор. Частота резонатора синхронизуется с частотой обращения частиц с помощью спец. систем автоподстройки. Погрешности и шумы в частоте, напряжении и др. параметрах ускоряющей системы приводят к шумовой раскачке амплитуды синхротронных колебаний. Стабилизирующим фактором является затухание фазовых колебаний, происходящее при увеличении полной (в релятивистском смысле) энергии частиц ($\sim \mathscr{E}^{-4}$).

Основные характеристики протонного синхротрона. Наиб. важные характеристики ускорителей — предельная энергия и интенсивность ускоренного пучка. Совр. С. п. позволяют достичь самых высоких (в принципе неограниченных) значений энергии; интенсивность же С. п. слишком мала для их техн. применения. Поэтому осн. приложение С. п. — физика частиц высоких энергий. Как видно из (1), для повышения энергии необходимо увеличивать магн. жёсткость $\langle B(z)R(z)\rangle$. Обычные железные магниты не позволяют достичь величин индукций, существенно превосходящих 2 Тл; поэтому в С. п. на сверхвысокие энергии используются сверхпроводящие магниты, индукция к-рых может достигать 6—8 Тл. Радиус С. п. также возрастает: предполагается, что в проектируемой в США установке SSC ср. радиус $\langle R\rangle$ будет равен 13,8 км. В связи с увеличением размеров установки стоимость С. п. также растёт, однако не очень быстро, т. к. размеры вакуумной камеры (и, следовательно, апертура магнитов) при этом, как правило, несколько сокращаются. Уменьшить размеры вакуумной камеры можно, сокращая размеры инжектируемого пучка (при инжекции из бустера этому способствует уменьшение размеров пучка, происходящее при его ускорении $\sim p^{-1/2}$). Среди др. применяемых мер укажем на усовершенствование методов коррекции возмущений магн. поля, улучшение вакуума и связанное с этим уменьшение рассеяния на остаточном газе.

Ср. интенсивность С. п. (число ускоренных протонов в с) определяется ф-лой:

$$I = N/T,$$

где N — число частиц, ускоренных за рабочий цикл, T — длительность этого цикла.

Величина N определяется числом инжекторов, частиц и потерями во время ускорения. В совр. С. п. N, как правило, приближается к предельному значению, определяемому коллективными эффектами: допустимым сдвигом частоты поперечных колебаний, коллективными неустойчивостями и т. д. Длительность цикла ускорения зависит гл. обр. от скорости роста магн. поля в поворотных магнитах и меняется в очень широких пределах: от 0,05 с у быстрых бустеров до 100—150 с у С. п. на сверхвысокие энергии.

Осн. параметры нек-рых из действующих С. п. сведены в табл. Последний из этих С. п.— тэватрон — объединяет в себе функции ускорителя и накопительного кольца со встречными p — $\bar{p}$ пучками. Тэватрон — первый из С. п. со сверхпроводящими магнитами на энергию, измеряемую многими сотнями ГэВ. Наиб. крупные проектируемые установки: LHC — большой адронный столкнователь (CEPN, Женева, 2 × 8 ТэВ) и SSC — сверхпроводящий суперстолкнователь (США, Техас, 2 × 20 ТэВ). Эти установки также объединяют в себе ф-ции С. п. и столкнователя. Намеченное время сооружения — 1996 и 1998 гг. соответственно.

Лит.: Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, т. 1—3, М., 1981—83; Catalogue of high energy accelerations, Tsukuba, 1989.

И. Р. Зенкевич.

СИНХРОТРО́Н ЭЛЕКТРО́ННЫЙ — кольцевой *резонансный ускоритель* электронов (позитронов) на энергии от неск. МэВ до десятков ГэВ, в к-ром частота ускоряющего электрич. поля не меняется, ведущее маги. поле увеличивается во времени и равновесная орбита не меняется в процессе ускорит. цикла. Обычно электроны уже при инжекции являются ультрарелятивистскими; если же ускорение начинается с энергий $\lesssim 5 \div 7$ МэВ, то в начале ускорит. цикла применяется betatронный режим ускорения (см. *Бетатрон*).

Траектории ускоряемых в синхротроне электронов (позитронов) заполняют кольцевую область в вакуумной камере ускорителя. Обращаясь в ней, частицы многократно возвращаются к одним и тем же ускоряющим промежуткам, на к-рые подано переменное напряжение с частотой, в целое число раз q ($q \geqslant 1$) превосходящей частоту обращения частиц по т. н. равновесной орбите. Число q наз. кратностью ускорения. При каждом прохождении через промежуток фаза идеальной (равновесной) частицы остаётся неизменной, но фаза реальных частиц немного изменяется, колеблясь около равновесного (синхронного) значения. При ускорении пучок частиц разбивается на сгустки — банчи, заполняющие нек-рую область около синхронных значений фазы. Макс. число сгустков на орбите равно q.

Траектория частиц в С. э. изгибается с помощью дипольных магнитов, создающих ведущее (поворотное) магн. поле. Для фокусировки частиц в совр. С. э.

Основные параметры некоторых действующих протонных синхротронов

Место размещения и название	СССР, Серпухов, ИФВЭ	Япония, КЕК	Швейцария, СПЕ (*SPS*)	США, тэватрон
Время начала строительства, год	1961	1971	1970	1979
Первый пучок (фактически или по плану), год	1967	1976	1976	1983
Энергия, ГэВ	76	12	450	800
Частота повторения, цикл/с	0,1	0,4	0,1	1/60
Интенсивность внутр. пучка, частота/цикл	$1,7 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{12}$	$3,3 \cdot 10^{13}$	—
Диаметр кольца, м	236,3	108	2200	2000
Структура периода фокусирующей системы	ФОДО	ФОДО	ФОДО	ФОДО
Бетатронная частота	9,85 9,8	7,11 7,22	26,6 26,6	19,42 19,41
Число магнитов	120	48	744	744
Магн. индукция (при инжекции, Тл максимальная, Тл	0,038 1,2	0,15 1,75	0,063 2,025	0,66 4,4
Ср. мощность питания магн. системы, МВт	15	2,9	57	7
Число резонаторов	40	4	4	8
Кратность гармоники	30	9	4620	1113
Диапазон изменения частоты, МГц	5,5—6,1	6,03—7,93	199,4—200,4	53,1
Ср. мощность ВЧ-системы, МВт	1	$8 \cdot 10^{-2}$	0,5	
Апертура вакуумной камеры, мм	170×115	145×50	150×150	75×75
Ср. давление, торр	$3-4 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	10^{-10}	10^{-10}

обычно используются поля с большим градиентом магн. индукции (жёсткая, или *сильная фокусировка*). Изгибающие и фокусирующие ф-ции магн. поля могут совмещаться (магниты с совмещёнными функциями) или разделяться (магн. система с разделёнными функциями). В последнем случае поворотные магниты (изгибающие траекторию частиц) создают однородные, а фокусирующие (магн. линзы) — квадрупольные поля. Магн. индукция в поворотных магнитах (и её производная в магн. линзах) в течение ускорит. цикла непрерывно возрастает (чаще всего во много раз) в соответствии с ростом импульса ускоряемых частиц.

На криволинейных участках траектории пучки электронов (позитронов) испускают *синхротронное излучение*, мгновенная мощность к-рого в расчёте на один электрон определяется ф-лой:

$$W=\frac{2}{3}e^2c\gamma^4/R^2(s), \qquad (1)$$

где e — заряд частицы, γ — её лоренц-фактор (отношение полной энергии частицы к её энергии покоя), $R(s)$ — радиус кривизны траектории на участке с координатой s. Мощность, рассеиваемая за оборот, пропорциональна γ^4/R. При больших энергиях частиц потери на излучение могут достигать неск. МэВ на оборот. Чтобы уменьшить потери, приходится увеличивать размеры С. э., что сопряжено с увеличением стоимости их строительства. Размеры реальных С. э. (иногда до км) определяются разумным компромиссом между эксплуатационными (гл. обр. стоимость электроэнергии) и капитальными затратами. Потери на излучение приходится всё время компенсировать, поэтому процесс ускорения электронов выгодно вести быстро, за сравнительно небольшое число оборотов (быстроциклические С. э.). Пиковая мощность ускоряющей ВЧ-системы С. э. на энергии в десятки ГэВ может достигать ~1 МВт.

Поскольку синхротронное излучение ускоряемых частиц направлено практически по вектору их скорости (составляет с ним углы $\sim 1/\gamma$), в процессе ускорения происходит радиац. охлаждение пучка (см. *Охлаждение пучков* заряженных частиц) — уменьшение *эмиттанса* (фазового объёма) пучка как для поперечных, так и для продольной степени свободы. Аксиальные *бетатронные колебания* затухают с декрементом

$$\lambda_z=W/2\mathscr{E}, \qquad (2)$$

где $\mathscr{E}$ — полная энергия частицы. Сумма декрементов затухания радиальных бетатронных (λ_r) и синхротронных (λ_s) колебаний равна $3\lambda_z$. Величина каждого из них в отдельности определяется устройством магн. системы ускорителя. В С. э. с азимутально-симметричным полем (слабая фокусировка) величины λ_r и λ_s определяются ф-лами:

$$\lambda_r=n\lambda_z/(1-n);\ \lambda_s=(3-4n)\lambda_z/(1-n), \qquad (3)$$

из к-рых следует, что для одноврем. затухания этих колебаний показатель спада магн. поля n должен находиться в интервале

$$0<n<3/4. \qquad (4)$$

В общем случае условие одноврем. затухания колебаний определяется более сложными неравенствами. В жёстко-фокусирующих С. э. с разделёнными ф-циями условие одноврем. затухания выполняется автоматически.

Радиац. охлаждение позволяет использовать С. э. в качестве *накопителей* лёгких частиц (электронов, позитронов).

Квантовый характер излучения приводит к стохастич. раскачке колебаний (нагреву пучка), к-рая ограничивает его охлаждение. В установившемся стационарном состоянии радиальный размер пучка обычно определяется связью радиальных бетатронных и синхротронных (радиально-фазовых) колебаний частиц. С ростом энергии он увеличивается $\propto\gamma^2$. Теоретически достижимый аксиальный размер пучка $\propto\sqrt{\lambda_c R}$ крайне мал (λ_c — комптоновская длина волны электрона). В типичных условиях размер пучка существенно превосходит теоретич. предел из-за связи радиальных и аксиальных бетатронных колебаний, а также вследствие того, что несовершенство магн. системы приводит к появлению зависимости аксиального положения частиц от их энергии — к паразитной аксиальной дисперсионной ф-ции. Как правило, поперечные размеры пучка в начале ускорения не превышают неск. см, а в конце могут уменьшаться до миллиметровых размеров.

В С. э. ср. диапазона энергии (неск. сотен МэВ) с коротким циклом ускорения радиац. эффекты могут не успевать проявляться. В таких ускорителях, как и в *синхротронах протонных*, уменьшение размеров пучка связано только с адиабатич. затуханием бетатронных и *синхротронных колебаний* частиц и не может использоваться для создания накопителей.

Ограничения интенсивности (числа частиц в одном цикле ускорения) в совр. С. э. в основном связаны с когерентными микроволновыми неустойчивостями пучка, возникающими вследствие его взаимодействия с металлич. поверхностями, обращёнными к пучку (с неоднородностями вакуумной камеры, соединит. фланцами и сильфонами, с деталями ускоряющих резонаторов, с измерит. электродами и т. д.). Для борьбы с такими неустойчивостями изменяют собств. частоту резонирующих элементов, вводят обратные связи, используют широкополосные демпфирующие системы.

При одноврем. ускорении в С. э. нескольких сгустков появляется ещё один тип неустойчивости — относит. движение сгустков.

Электронные синхротроны в наст. время (90-е гг.) являются осн. типом ускорителей на высокие энергии (начиная с неск. сотен МэВ). Они применяются также в качестве накопителей частиц и источников синхротронного излучения. Конкретные данные по нескольким типичным С. э. приводятся в табл.

Параметры некоторых электронных синхротронов

Название, местоположение	Энергия, ГэВ	Интенсивность, частиц/имп.	Рабочая частота, Гц	Год пуска
Синхротрон Боннского ун-та, ФРГ	2,5	$4\cdot10^{10}$	50	1967
DESY, Гамбург, ФРГ	7,5	$2,2\cdot10^{11}$	50	1964
Синхротрон Фраскати, Италия	1,1	$5\cdot10^{10}$	20	1959
Синхротрон университета Токио, Япония	1,3	$4\cdot10^{10}$	22,5	1961
LESY, Лунд, Швеция	1,2	$2\cdot10^{10}$	12,5	1960
NINA, Дарсбери, Англия	5,2	$2,4\cdot10^{11}$	53	1966
Синхротрон Корнелльского ун-та, США	10	$1,8\cdot10^{12}$	60	1967
Синхротрон ТПИ, Томск	1,5	$2\cdot10^{10}$	2	1967
БЭ—М, ИЯФ СО РАН, Новосибирск	0,3	$2\cdot10^{11}$	1	1968

Лит.: Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Брук Г., Циклические ускорители заряженных частиц, пер. с франц., М., 1970; Коломенский А. А., Физические основы методов ускорения заряженных частиц, М., 1980; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, т. 1 — Ускорители заряженных частиц, М., 1981.

Д. В. Пестриков.

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — магнитотормозное излучение, испускаемое релятивистскими заряж. частицами в однородном магн. поле. Излучение частиц, движущихся в переменных электрич. и магн. полях, наз. *ондуляторным излучением*. С. и. обусловлено уско-

рением частиц, появляющемся при искривлении их траекторий в магн. поле. Аналогичное излучение нерелятивистских частиц, движущихся по круговым или спиральным траекториям, наз. циклотронным излучением; оно происходит на осн. гиромагн. частоте и её первых гармониках. С увеличением скорости частицы роль высоких гармоник возрастает; при приближении к релятивистскому пределу излучение в области наиб. интенсивных высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости частицы в узком конусе с углом раствора $\psi \approx mc^2/\mathscr{E}$, где m — масса покоя, $\mathscr{E}$ — энергия частицы.

Полная мощность излучения частицы с энергией $\mathscr{E} \gg mc^2$ равна

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dt} \simeq \frac{2e^4}{3m^4c^7} H_\perp^2 \mathscr{E}^2 = 0{,}98 \cdot 10^{-3} H_\perp^2 \left(\frac{\mathscr{E}}{mc^2}\right)^2 (\text{эВ/с}),$$

где e — заряд частицы, $H_\perp$ — составляющая магн. поля, перпендикулярная её скорости. Т. к. излучаемая мощность сильно зависит от массы частицы, С. и. наиб. существенно для лёгких частиц — электронов и позитронов. Спектральное (по частоте ν) распределение излучаемой мощности определяется выражением

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^2 H_\perp}{mc^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int\limits_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta,$$

где $\nu_c = (3eH_\perp/4\pi mc)(\mathscr{E}/mc^2)^2$, а $K_{5/3}(\eta)$ — цилиндрич. ф-ция второго рода мнимого аргумента. Характерная частота, на к-рую приходится максимум в спектре излучения частицы:

$$\nu[\text{Гц}] \approx 0{,}29\nu_c = 1{,}8 \cdot 10^{18} H_\perp \mathscr{E}^2[\text{эрг}] = 4{,}6 \cdot 10^{-6} H_\perp \mathscr{E}^2[\text{эВ}].$$

Излучение отд. частицы в общем случае эллиптически поляризовано, причём большая ось эллипса поляризации расположена перпендикулярно видимой проекции магн. поля. Степень эллиптичности и направление вращения вектора напряжённости электрич. поля зависят от направления наблюдения по отношению к конусу, описываемому вектором скорости частицы вокруг направления магн. поля. Для направлений наблюдения, лежащих на этом конусе, поляризация излучения линейная.

Впервые С. и. предсказано А. Шоттом (A. Schott, 1912) и наблюдалось в циклич. ускорителях электронов (в синхротроне, поэтому и получило назв. С. и.). Потери энергии на С. и., а также связанные с С. и. квантовые эффекты в движении частиц необходимо учитывать при конструировании циклич. ускорителей электронов высокой энергии. С. и. циклич. ускорителей электронов используется для получения интенсивных пучков поляризов. эл.-магн. излучения в УФ-области спектра и в области «мягкого» рентг. излучения; пучки рентг. С. и. применяются в *рентгеновском структурном анализе*, рентг. спектроскопии и др.

Большой интерес представляет С. и. космич. объектов, в частности нетепловой радиофон Галактики, нетепловое радио- и оптич. излучение дискретных источников (сверхновых звёзд, пульсаров, квазаров, радиогалактик). Синхротронная природа этих излучений подтверждается особенностями их спектра и поляризации. Релятивистские электроны, входящие в состав космич. лучей, в космич. магн. полях дают синхротронную составляющую космич. излучения в радио-, оптическом и рентг. диапазонах. Измерения спектральной интенсивности и поляризации космич. С. и. позволяют получить информацию о концентрации и энергетич. спектре релятивистских электронов, величине и направлении магн. полей в удалённых частях Вселенной.

Лит.: Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, М., 1974; Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н., Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы, «УФН», 1977, т. 122, в. 3; Синхротронное излучение. Свойства и применения, пер. с англ., М., 1981.

С. И. Сыроватский.

СИНХРОТРО́ННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — колебания энергии и фазы (импульса и фазы, координаты и фазы) ускоряемых частиц при резонансном ускорении в линейных и циклич. ускорителях; в теории циклич. ускорителей наз. также *радиально-фазовыми колебаниями* (под фазой здесь понимается фаза, к-рую имеет ускоряющее ВЧ-поле в момент прихода частиц в ускоряющий промежуток). На С. к. впервые обратили внимание В. И. Векслер и Э. Мак-Миллан (E. McMillan), сформулировавшие принцип *автофазировки* — наличия устойчивого (равновесного) значения фазы при любом стабильном режиме резонансного ускорения в кольцевых ускорителях.

На плоскости $\mathscr{E}$, φ (энергия, фаза) среди обширных областей неустойчивого движения выделяются ограниченные сепаратрисами островки устойчивости, расположенные вокруг равновесных значений $\mathscr{E}_s$ и φ_s этих величин (индекс s указывает на равновесные — синхронные — значения энергии, импульса, скорости и фазы). Энергия и импульс частиц при ускорении возрастают; поэтому $\mathscr{E}_s$ и p_s являются ф-циями времени. Равновесная фаза φ_s в зависимости от режима ускорения может либо изменяться, либо оставаться неизменной. Подобные области устойчивости образуются на плоскостях p, φ и r, φ.

В *линейных ускорителях* об устойчивости фазового движения приходится специально заботиться, т. к. одноврем. стабильность поперечного (бетатронного) и продольного (синхротронного) движения частиц возникает не при всех ускорит. структурах.

В кольцевых ускорителях характер фазового движения существенно зависит от величины

$$\alpha_p = 1/\gamma^2 - \alpha, \qquad (1)$$

где $\gamma = \mathscr{E}/mc^2$ — лоренц-фактор частицы ($\mathscr{E}$ — полная энергия частицы, включающая энергию покоя mc^2), а $\alpha = d(\ln\Pi)/d(\ln p)$ — коэф. расширения орбит (Π — периметр орбиты). В ускорителях с $\alpha > 1$ устойчивость С. к. имеет место при любых энергиях. К числу таких ускорителей относятся все ускорители со слабой фокусировкой (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*). В ускорителях с сильной фокусировкой коэф. расширения орбит чаще всего оказывается равным небольшой положит. величине (при обычных структурах маги. системы $\alpha \approx 1/Q^2$, где Q — число бетатронных колебаний на оборот). При увеличении энергии α_p обращается в нуль, а затем меняет знак. Энергия частиц, при к-рой α_p обращается в нуль, в отечеста. литературе наз.

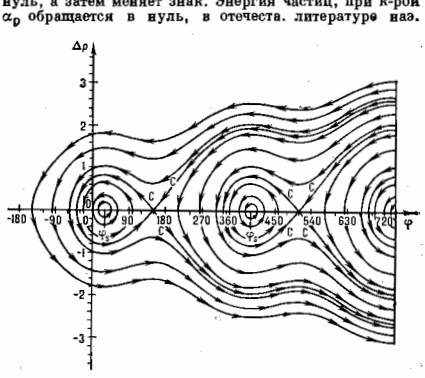


Рис. 1. Синхротронное движение для критической энергии для $\varphi_s = 30°$. Отклонения по импульсу Δp изображены в произвольном масштабе (С — сепаратриса).

критической, в английской — переходной энергией (transition energy).

Характер С. к. до и после критич. энергии поясняют рис. 1 и 2. На графиках чётко выделяются замкнутые фазовые траектории в области устойчивого движения.

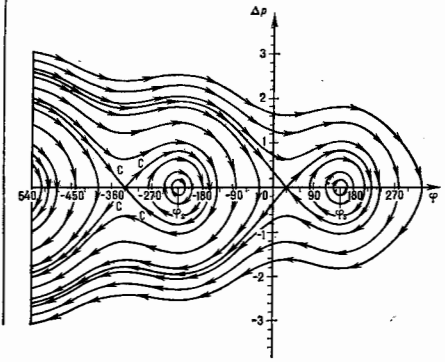


Рис. 2. Синхротронное движение после критической энергии, $\varphi_s = 150°$.

Синхронная фаза и синхронные значения энергии, импульса и скорости v_s определяются темпом ускорения частиц и амплитудой ускоряющего напряжения. Частицы сохраняют своё радиальное положение в кольцевых ускорителях, если выполняется соотношение

$$pc = eBR, \qquad (2)$$

где B — магн. индукция поля, R — радиус кривизны траектории, e — заряд частицы. Темп возрастания $\dot{B}(t)$ при постоянном R задаёт необходимую скорость увеличения импульса, а следовательно, и энергии. С др. стороны, прирост энергии за оборот равен $eV\sin\varphi$, где V — суммарное напряжение ускоряющих станций. Т. о. при заданном V определяется значение $\sin\varphi_s$ и, следовательно, два стационарных значения фазы: φ_s и $\pi - \varphi_s$. Одно из них всегда оказывается устойчивым, другое — неустойчивым. В критич. точке устойчивое и неустойчивое значения фазы меняются местами.

С. к. нелинейны. Их принято характеризовать энергетич. (или импульсной) шириной сепаратрисы и частотой малых С. к. ω_c:

$$\omega_c = \omega_0 \sqrt{qeV\alpha_p \cos\varphi_s / 2\pi p_s v_s}, \qquad (3)$$

ω_0 — частота обращения частиц, q — кратность частоты ускорения — целое число, равное отношению ускоряющей частоты к частоте обращения.

При критич. энергии частота С. к. обращается в нуль и движение частиц испытывает ряд особенностей: они собираются в узкие сгустки и приобретают большой разброс по энергии. В этой точке фаза ускоряющего напряжения должна быть изменена с φ_s на $\pi - \varphi_s$. Вдали от критич. точки амплитуда колебаний частиц по фазе уменьшается как $\mathscr{E}^{-1/4}$.

Лит. см. при *ст. Синхротрон электронный.*

Л. Л. Гольдин, Д. В. Пестриков.

СИНХРОФАЗОТРО́Н — выходящее из употребления название протонного синхротрона со слабой фокусировкой (см. *Синхротрон протонный*).

СИНХРОЦИКЛОТРО́Н — то же, что *фазотрон*.

СИРЕ́НА — механич. устройства для создания мощных акустич. колебаний, действие к-рых основано на периодич. прерывании высокоскоростных струй, вытекающих через отверстия. По типу рабочего тела, используемого в С., выделяют С. газовые (воздушные) и жидкостные, по принципу работы — роторные (вращающиеся) и пульсирующие, по характеру создаваемого ими акустич. сигнала — тональные и широкополосные. В роторных С. струя прерывается в результате вращения ротора (с помощью электромотора или газовой турбины) относительно статора, при к-ром отверстия ротора то совмещаются с отверстиями статора, то перекрываются. В пульсирующих С. колеблющаяся заслонка с отверстиями приводится в возвратно-поступат. движение эл.-механич. преобразователем, питаемым от звукового генератора.

Для получения тонального акустич. сигнала отверстия в роторе и статоре должны иметь одинаковые размеры и располагаться на равных расстояниях друг от друга. В широкополосных С. отверстия выполняются разных форм и размеров и располагаются по ротору и статору неравномерно; иногда применяют неск. роторов, расположенных друг за другом и вращающихся с разными скоростями. Тональные воздушные С. используются в осн. как акустич. излучатели для сигнализации, жидкостные — для интенсификации разл. технол. процессов путём ускорения тепломассообмена за счёт знакопеременных пульсаций среды и возникновения в ней *кавитации*. Широкополосные С. служат гл. обр. для шумовых испытаний оборудования на долговечность. Оси. частота тональной С. определяется числом прерываний струи в 1 с и, следовательно, пропорциональна числу отверстий в роторе или статоре и числу оборотов ротора за 1 с. Частотный диапазон применяемых на практике С. составляет от 200—300 Гц до 100 кГц.

Ротор и статор жидкостных С. обычно выполняют в виде полых цилиндров или конусов, газовых — в виде дисков (осевые С.) или цилиндров (радиальные С.). Кпд С. зависит от формы используемых отверстий, а также от зазора между ротором и статором; у лучших образцов он достигает 50—60% при излучаемой мощности в неск. кВт.

Ю. Я. Борисов.

СИСА́М (спектрометр интерференционный с селективной амплитудной модуляцией) — спектральный прибор, построенный на основе двухлучевого *интерферометра Майкельсона*, в к-ром концевые зеркала заменены синхронно поворачивающимися дифракц. решётками и введён модулятор но оптич. разности хода. См. *Спектральные приборы*.

СИСТЕ́МА ЕДИНИЦ физических величин — совокупность основных и производных единиц нек-рой системы физ. величин, образованная в соответствии с принятыми принципами построения этой системы. С. е. строится на основе физ. теорий, отражающих существующую в природе взаимосвязь физ. величин. С целью выбора единиц системы подбирается такая последовательность физ. соотношений, в к-рой каждая следующая содержит только одну новую физ. величину. Это позволяет определить единицу физ. величины через совокупность ранее уже введённых единиц, в конечном счёте — через основные (независимые) единицы системы (см. *Единицы физических величин*). Связь производных единиц системы выражается ф-лами *размерности*. Обычно в качестве основных выбирают единицы, к-рые могут быть воспроизведены эталонами или эталонными установками с наивысшей для существующего уровня развития науки и техники точностью.

В первых С. е. в качестве основных были выбраны единицы длины и массы (напр., в Великобритании фут и англ. фунт, в России — аршин и рус. фунт). Неудобства, вызываемые различием и сложностью национальных С. е., привели к разработке метрич. системы мер (18 в., Франция) и к созданию на её основе междунар. унификации единиц длины (метр) и массы (килограмм)

В сер. 19 в. К. Ф. Гаусс (C. F. Gauß) и В. Вебер (W. Weber) предложили С. е. для электрич. и магн. величин (абсолютная, или *Гаусса система единиц*). В качестве осн. единиц в ней приняты миллиметр, миллиграмм и секунда; производные единицы образовывались по ур-ниям связи между величинами в простейшем их виде, т. е. с числовыми коэф., равными единице (такие С. е. позднее получили назв. к о г е р е н т н ы х). Во 2-й пол. 19 в. Британская ассоциация по развитию наук приняла две С. е. с осн. единицами сантиметр, грамм, секунда: электростатическую (СГСЭ) и электромагнитную (СГСМ) (см. *СГС система единиц*). Затем были приняты техническая С. е. (или МКГСС С. е.) с осн. единицами метр, килограмм-сила, секунда и МТС С. е. с осн. единицами метр, тонна, секунда. В 1901 Дж. Джорджи (G. Giorgi) предложил С. е. с осн. единицами метр, килограмм, секунда и одной электрич. единицей (кулон). Эта С. е. была положена в основу *Международной системы единиц* (СИ), принятой в 1960 на 11-й Генеральной конференции по мерам и весам. В СИ приняты 7 осн. единиц — метр, килограмм, секунда, ампер, кельвин, кандела, моль. На СИ перешли мн. страны, она позволила унифицировать и упростить систему измерений в науке и технике.

Наряду с практич. С. е. в физике применяются системы, в основу к-рых положены *фундаментальные физические константы*.

Лит.: Б у р д у н Г. Л., Единицы физических величин, 4 изд., М., 1967; е г о ж е, Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980; С т о ц к и й Л. Р., Физические величины и их единицы, М., 1984; С е н а Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989.

СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА — совокупность системы координат и часов, связанных с телом, по отношению к к-рому изучается движение (или равновесие) к.-л. др. материальных точек или тел. О способах задания движения точки или тела по отношению к выбранной С. о. и об определении кинематич. характеристик этого движения см. в ст. *Кинематика*. Выбор С. о. зависит от целей исследования и, вообще говоря, произволен. При кинематич. исследованиях все С. о. равноправны. В задачах динамики также могут использоваться любые произвольно движущиеся С. о. Однако во многих случаях преимуществ. роль играют *инерциальные системы отсчёта*, по отношению к к-рым дифференц. ур-ния движения имеют обычно более простой вид. Иногда, напр. при исследовании процессов в к.-л. среде, удобно выбрать С. о., движущуюся вместе со средой. Такая С. о. наз. с о п у т с т в у ю щ е й.

СИСТЕ́МА С РАСПРЕДЕЛЁННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ (распределённая система) — система, пространственные масштабы движения в к-рой соразмерны с пространственными масштабами изменения физ. параметров. Термин «С. с р. п.» возник при становлении проводной телеграфии для характеристики линии передач как системы, в к-рой длина эл.-магн. волн сравнима с длиной самой системы (линии). Для описания процессов в таких линиях, по аналогии с *системами с сосредоточенными параметрами* (элементами), оказалось удобным введение распределённых элементов — погонной ёмкости, индуктивности и проводимости. Термин «С. с р. п.» используется в более широком смысле, в частности применительно к системам с волновыми движениями разл. физ. природы.

Понятие С. с р. п. не абсолютно, одни и те же системы по отношению к разным движениям могут выступать как С. с р. п. и как системы с сосредоточенными параметрами. Напр., колебания пружины на сравнительно низких частотах могут быть с достаточной точностью представлены как движение в системе с сосредоточенными параметрами, когда все звенья пружины ведут себя идентично. С ростом частоты колебаний пружина перестаёт сжиматься и растягиваться как единое целое — по ней побегут волны с пространственным масштабом (длиной волны λ), соизмеримым или даже много меньшим длины пружины, и пружина начнёт вести себя как система с распределённой массой и упругостью. Др. примером может служить плоский (для простоты) конденсатор с зазором d и площадью пластин S. В квазистатич. эл.-магн. полях ($\lambda \gg d$, $\sqrt{S}$) — это система с сосредоточенными параметрами, характеризуемая по отношению к внеш. цепи одним параметром — ёмкость. При этом структура электрич. поля внутри конденсатора почти однородна (вдали от краёв пластин) и не зависит от λ. При $\sqrt{S} \lesssim \lambda \lesssim d$ оказывается возможным распространение между пластин эл.-магн. волн, т.е. конденсатор превращается в «длинную» полосковую линию (см. *Линии передачи*) с распределёнными параметрами: погонными ёмкостью, индуктивностью и проводимостью. Наконец, при $\sqrt{S} \ll d$ это уже квазиоптический *открытый резонатор* типа резонатора Фабри — Перо.

В линейных консервативных С. с р. п., где потери энергии (в т. ч. и на излучение) и притоки её извне отсутствуют, произвольное движение сводится к бесконечному, но счётному множеству нормальных колебаний, каждое из к-рых можно интерпретировать как состояние нек-рой системы с сосредоточенными параметрами (в том смысле, что нормальное колебание, как и эта система, описывается с помощью обыкновенных дифференц. ур-ний). В неконсервативных и нелинейных С. с р. п. такое двойственное описание, вообще говоря, невозможно. Подробнее см. в ст. *Колебания*, *Волны*, *Автоколебания*, *Нормальные колебания*, *Моды*.

Лит.: Ф е й н м а н Р., Л е й т о н Р., С э н д с М., Фейнмановские лекции по физике, [пер. с англ.], 3 изд., т. 1—4, М., 1977; М а н д е л ь ш т а м Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972.

З. Ф. Красильник, М. А. Миллер.

СИСТЕ́МА С СОСРЕДОТО́ЧЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ (дискретная система) — система, движение к-рой может быть описано как движение конечного числа точечных объектов (строго сосредоточенные параметры) или протяжённых объектов с жёстко фиксированной внутр. структурой (параметры, сводимые к сосредоточенным). Напр., тело, подвешенное на нити (маятник), относится к С. с с. п., если его можно считать точечным, а нить — нерастяжимой и невесомой; колебат. контур, состоящий из индуктивности L, ёмкости C и сопротивления R, является С. с с. п., когда размеры всех его элементов значительно меньше длины эл.-магн. волны и структуру полей в элементах L, C и R можно идеализировать как жёстко фиксированную.

Описание движения С. с с. п. обычно основывается на ур-ниях, связывающих обобщённые координаты и обобщённые импульсы (в т. ч. поля, токи, напряжения) входящих в неё объектов. Порядок этих ур-ний определяется числом степеней свободы С. с с. п. Так, плоское движение маятника в поле тяжести или изменения тока в L, C, R-контуре описывается дифференц. ур-ниями 2-го порядка и соответствует С. с с. п. с одной степенью свободы. Ур-ния движения консервативных (сохраняющих энергию) С. с с. п. могут быть получены из вариац. принципа (см. *Наименьшего действия принцип*). При этом различаются три осн. типа эквивалентных описаний движения С. с с. п.: через Лагранжа ф-цию, содержащую обобщённые координаты и скорости, через Гамильтона ф-цию, содержащую обобщённые импульсы и координаты, и через ф-цию действия (см. *Гамильтона — Якоби уравнение*), выраженную через обобщённые координаты и их производные. В первых двух случаях в ур-ния входят полные производные по времени, в последнем случае — частные производные.

Лит.: А н д р о н о в А. А., В и т т А. А., Х а й к и н С. Э., Теория колебаний, 2 изд., М., 1981; Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; М а н д е л ь ш т а м Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972.

М. А. Миллер.

СКАЛЯ́РНАЯ ЧАСТИ́ЦА — элементарная частица, характеризующаяся нулевым спином и положительной *внутренней чётностью*. В *квантовой теории поля* С. ч. являются квантами *скалярного поля*. Примеры С. ч.— f_0- и a_0-мезоны, а также гипотетический *Хиггса бозон*.

СКАЛЯ́РНОЕ ПОЛЕ — *поле физическое*, к-рое описывается ф-цией координат пространства-времени $x = (\boldsymbol{x}, t)$, не изменяющейся при поворотах системы координат. Свободные (невзаимодействующие) поля подчиняются *Клейна — Гордона уравнению*

$$(\Box + m^2)\varphi(x) = 0, \qquad (*)$$

где $\Box$ — *Д'Аламбера оператор*, а параметр m наз. массой (ур-ние записано в системе $\hbar = c = 1$). Общее решение (*) имеет вид суперпозиции плоских волн с волновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой $k_0 = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2}$ (нулевой компонентой 4-вектора k):

$$\varphi(x) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{-3/2} \int \frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{2k_0}} [a^+(\mathbf{k}) e^{ikx} + a^-(\mathbf{k}) e^{(-ikx)}].$$

В *квантовой теории поля* ф-ции $a^{\pm}(\mathbf{k})$ представляют собой операторы рождения и уничтожения свободных скалярных частиц с импульсом $\mathbf{k}$, массой m и нулевым спином, являющихся квантами С. п. Для взаимодействующего С. п. в правой части ур-ния (*) стоит выражение, нелинейно зависящее от самого поля $\varphi(x)$ (случай самодействия), напр.: $g\varphi^2(x)$, где g — константа взаимодействия) или от др. физ. полей. По поведению относительно *пространственной инверсии* С. п. делят на собственно скалярные $[\varphi(-x) = \varphi(x)]$ и псевдоскалярные $[\varphi(-x) = -\varphi(x)]$. Отвечающие им *элементарные частицы* имеют соответственно положительную и отрицательную *внутреннюю чётность* и наз. *скалярными частицами* и псевдоскалярными частицами (напр., π, K, η, η'). *А. В. Ефремов.*

СКАЛЯ́РНОЕ ПРОИЗВЕДЕ́НИЕ — отображение, сопоставляющее каждой паре e_1, e_2 векторов к.-л. *векторного пространства* L нек-рое число (e_1, e_2), причём выполняются след. условия: а) $(e_2, e_1) = (e_1, e_2)^*$ (* означает комплексное сопряжение); б) $(e_1, \lambda' e_2' + \lambda'' e_2'') = \lambda'(e_1, e_2') + \lambda''(e_1, e_2'')$; в) $(e, e) \geqslant 0$, $(e, e) = 0$ лишь при $e = 0$. Из этих аксиом следуют неравенство Коши — Буняковского — Шварца

$$|(e_1, e_2)| \leqslant \sqrt{(e_1, e_1)(e_2, e_2)}$$

и антилинейность С. п. по первому аргументу, т. е.

$$\left(\lambda' e_1' + \lambda'' e_1'', e_2\right) = \lambda'^* \left(e_1', e_2\right) + \lambda''^* \left(e_1'', e_2\right).$$

С.п. порождает в L н о р м у, т. е. операцию, сопоставляющую каждому вектору e вещественное неотрицательное число $\|e\|$, к-рое служит обобщением понятия длины вектора e, $\|e\| = \sqrt{(e, e)}$. Т. о., пространство L оказывается н о р м и р о в а н н ы м. Норма задаёт топологию пространства L, т. е. определяет в нём понятие близости: последовательность $e_1, e_2, \ldots, e_n, \ldots$ векторов считается сходящейся к вектору e, если $\|e_n - e\| \to 0$ при $n \to \infty$. Пространство L наз. *полным*, если любая последовательность векторов $e_1, \ldots, e_n \ldots$ (такая, что $\|e_n - e_m\| \to 0$ при $n, m \to \infty$) имеет предел e, являющийся вектором того же L. Если $(e_1, e_2) = 0$, то векторы e_1 и e_2 наз. о р т о г о н а л ь н ы м и. Если $\|e\| = 1$, то вектор наз. нормированным. Совокупность $e_1, e_2, \ldots, e_n$ наз. *ортонормированной системой векторов*, если она состоит из нормированных, попарно ортогональных векторов.

Конечномерное пространство L, снабжённое С. п., наз. *евклидовым пространством*. Если L является бесконечномерным и полным, то оно наз. *гильбертовым пространством*. С. п. (e_1, e), где вектор e_1 фиксирован, а вектор e рассматривается как переменная, определяет числовую ф-цию $f(e) = (e_1, e)$ на гильбертовом пространстве. Эта ф-ция линейно зависит от e и обладает свойством непрерывности [если $e \to e_0$, то $f(e) \to f(e_0)$], её называют л и н е й н ы м ф у н к ц и о н а л о м. В гильбертовом пространстве всякий линейный функционал $f(e)$ порождается С. п., т. е. всегда найдётся такой вектор e_1, что $f(e) = (e_1, e)$.

Лит.: Д и р а к П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; К о с т р и к и н А. И., М а н и н Ю. И., Линейная алгебра и геометрия, 2 изд., М., 1986.

О. И. Завьялов.

СКАЛЯ́РНЫЙ ПОТЕНЦИА́Л — скалярная ф-ция, описывающая безвихревые (потенциальные) векторные поля. В общем случае n-мерного пространства ато ф-ция n переменных (координат). В трёхмерном пространстве безвихревыми (потенциальными) являются векторные поля $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$, удовлетворяющие условию $\nabla \times \boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}) = 0$; они могут быть представлены в виде $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r}) = -\nabla\psi(\boldsymbol{r})$. Величина $\psi(\boldsymbol{r})$, определяемая полем $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$ с точностью до произвольной постоянной, наз. С. п. векторного поля $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$.

Впервые С. п. был введён как потенциал ньютоновского поля тяготения распределённой гравитирующей массы, затем стал применяться как потенциал обобщённой силы а лагранжевой механике. В связи с этим для характеристики любых физ. полей часто используют понятия, заимствованные из механики, такие, как потенц. рельеф, потенц. яма, потенц. барьер и т. п.

Особую роль С. п. играет в теории эл.-магн. поля, где вместе с *векторным потенциалом* он позволяет получить полное описание эл.-магн. поля. В частном случае статических эл.-магн. полей С. п. используется независимо от векторного потенциала. Так, электростатич. поле $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$ является потенциальным ($\nabla \times \boldsymbol{E} = 0$) и описывается электростатическим С. п. $\varphi(\boldsymbol{r})$: $\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi$. В среде с заданным распределением *диэлектрической проницаемости* $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ электрич. С. п. удовлетворяет ур-нию $\nabla(\varepsilon\nabla\varphi) = -4\pi\rho$, где ρ — объёмная плотность сторонних электрич. зарядов. В однородных средах [$\varepsilon(\boldsymbol{r}) = \text{const}$] это ур-ние сводится к *Пуассона уравнению*, а в областях, свободных от зарядов ($\rho = 0$),— к *Лапласа уравнению*. Решения ур-ний для С. п. существенно зависят от распределения сторонних и связанных электрич. зарядов, а также от граничных условий. Подбирая распределения $\rho(\boldsymbol{r})$, можно получать любые распределения С. п. $\varphi(\boldsymbol{r})$ — любые потенц. рельефы. В областях пространства, свободных от источников поля, распределение С. п. не может иметь абс. минимумов или максимумов (см. *Ирншоу теорема*). Для нек-рых сферически симметричных распределений С. п. существуют «собственные имена»; так, С. п. вида $1/r$ наз. кулоновским потенциалом, С. п. вида $(1/r)\exp(-r/a)$, где $a = \text{const}$, наз. дебаевским потенциалом (иногда потенциалом Дебая — Хюккеля).

В областях пространства, где отсутствуют сторонние электрич. токи, статич. магн. поле $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})$ также является потенциальным ($\nabla \times \boldsymbol{H} = 0$) и может быть описано при помощи маги. С. п.: $\boldsymbol{H} = -\nabla\varphi^{(m)}$. Особенно удобно использование маги. С. п. при расчётах магн. полей, создаваемых постоянными магнитами; С. п. при этом подчиняется ур-нию Пуассона

$$\Delta\varphi^{(m)} = 4\pi\nabla \cdot \boldsymbol{M},$$

где $\boldsymbol{M}$ — заданная сторонняя *намагниченность*. Использование этого ур-ния для $\varphi^{(m)}$ эквивалентно введению эфф. «маги. зарядов» с объёмной плотностью $\rho^{(m)} = -\nabla \cdot \boldsymbol{M}$.

Лит. см. при ст. *Максвелла уравнения*.

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

СКАМЬЯ́ ОПТИ́ЧЕСКАЯ — см. *Оптическая скамья*.

СКА́НДИЙ (Scandium), Sc,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 21, ат. масса 44,95591, редкоземельный элемент. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{45}Sc. Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^6d^14s^2$. Энергии последоват. ионизации 6,562; 12,80; 24,75; 74,2; 93,9 эВ соответственно. Радиус атома 0,164 нм, радиус иона Sc^{3+} 0,083 нм. Значение электроотрицательности 1,20.

В свободном виде мягкий серебристый металл с жёлтым оттенком, в интервале темп-р от комнатной до

1336 °С устойчив α-Sc с гексагональной решёткой, параметры к-рой $a = 0{,}33080$ и $c = 0{,}52653$ нм; при темп-рах от 1336 °С до $t_{пл} = 1541$ °С существует β-Sc с объёмноцентриров. кубич. решёткой, параметр к-рой $a = 0{,}4541$ нм. Плотность α-Sc 3,020 кг/дм³, $t_{кип} = 2850$ °С, теплоёмкость $c_p = 25{,}5$ Дж/(моль·К), теплота плавления 14,1 кДж/моль, теплота испарения 315 кДж/моль. Темп-ра Дебая 231 К. Уд. электрич. сопротивление 0,64 мкОм·м (при 20 °С), термич. коэф. электрич. сопротивления $2{,}463 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 25—100 °С). Слабый парамагнетик, магн. восприимчивость α-Sc $0{,}177 \cdot 10^{-9}$. Термич. коэф. линейного расширения $1{,}14 \cdot 10^{-5}$ К$^{-1}$ (при 400 °С). Теплопроводность 15,5 Вт/(м·К) (при 18 °С). Твёрдость по Бринеллю С. чистотой 99% 750—1000 МПа, модуль нормальной упругости при растяжении отожжённого С. чистотой 99,1% 77 ГПа, модуль сдвига 31,9 ГПа. Химически активен, особенно при повыш. темп-рах. В соединениях проявляет степени окисления +3 и +2 (реже).

С. применяется как компонент лёгких коррозионноустойчивых сплавов, как нейтронный фильтр в ядерной физике. Оксид Sc_2O_3 используют при изготовлении скандиевого феррита для элементов памяти ЭВМ. Как радиоакт. индикатор применяют ^{46}Sc (β-распад, $T_{1/2} = 783$, 783 сут), его используют также в медицине.

С. С. Бердоносов.

СКА́НЕРЫ — устройства для управления направлением светового луча в пространстве на основе явления акустооптич. рефракции (см. *Акустооптика*); представляют собой НЧ-приборы ($f \leqslant 0{,}5$ МГц), осуществляющие развёртку светового луча по синусоидальному закону.

СКАНИ́РОВАНИЕ в радиолокации — угловое перемещение *диаграммы направленности* (ДН) *антенны*, в случае остронаправленных систем — её луча. Наиб. простым (но надёжным) способом С. ДН является механич. изменение ориентации антенны, широко применяемое в радиолокац. и радионавигац. устройствах. Существуют, однако, и методы электрич. управления ДН, или С. Обычно их классифицируют по типу изменяемого параметра (амплитуда, фаза или частота) распределения токов на апертуре антенны. Особо выделяется частотное С., поскольку оно реализуется только для систем с достаточно сильной дисперсией ДН, т. е. зависимостью её формы и ориентации от несущей частоты сигнала. В случае передающих антенн (излучателей) в результате изменения амплитуд, фаз или частот должно осуществляться действит. перемещение направления излучения. Для приёмных антенн перемещение направления луча может быть следствием обработки принимаемого сигнала, напр. путём приёма только определ. образом сфазированных компонент сигнала в многоэлементных антеннах. Такого типа С. часто используется в пассивной локации и *радиоастрономии* (в частности, в системах *апертурного синтеза*). С. применяется в радиоастрономии при обзорах небесной сферы (при наблюдении внеземных объектов для С. может использоваться также вращение Земли), в радиометеорологии при исследованиях пространственного распределения яркостной темп-ры для получения метеоданных (напр., о высотном профиле темп-ры, распределении водяного пара, скоростей ветра), в пассивной радиолокации для радиокартографирования поверхности Земли и планет, в радиолокации для обнаружения, идентификации и сопровождения разл. объектов. С. служит иногда и для улучшения характеристик приёмных систем: повышения чувствительности (модуляц. метод приёма с «качанием луча»), разрешения (напр., создание разностной ДН для точного определения т. н. равносигнального направления), помехозащищённости (напр., компенсац. исключение влияния пространственно-определённого радиоизлучения).

Лит. см. при ст. *Антенна, Апертурный синтез.*

СКАНИ́РУЮЩИЙ АТОМНО-СИЛО́ВОЙ МИКРОСКО́П — прибор для изучения поверхностей твёрдых тел с разрешающей способностью порядка межатомных расстояний, основанный на сканировании исследуемого участка образца $S(x, y)$ плоской пружиной, свободный конец к-рой (или укреплённое на нём острие) удалён от поверхности образца на расстояние z в неск. Å. Изобретён Г. Биннингом (G. Binning), К. Ф. Куатом (C. F. Quate) и К. Гербером (C. Gerber) в 1986. При таких расстояниях сила взаимодействия между двумя ближайшими атомами, расположенными соответственно на кончике острия и на поверхности образца, составляет 10^{-7}—10^{-9} Н. При жёсткости упругого элемента порядка 1 Н/м это приводит к измеримой деформации пружины. При сканировании цепь обратной связи поддерживает деформацию пружины (и тем самым силу взаимодействия), соответственно изменяя z. Синхронная со сканированием запись сигнала обратной связи V_z представляет собой запись профиля поверхности пост. силы $F(x, y)$, т. е. фактически поверхности образца.

Т. к. силы взаимодействия между атомами острия и поверхности быстро спадают с расстоянием (для сил притяжения типа Ван-дер-Ваальса при взаимодействии двух атомов как z^{-7}, для сил отталкивания при потенциале Ленарда — Джонса как z^{-13}; см. *Межатомное взаимодействие*, *Межмолекулярное взаимодействие*), то разрешающая способность С. а.-с. м. может достигать 0,001 нм по z и 0,1 пм по x, y. Прибор может работать в вакууме и жидкости, значительно хуже — при обычных атм. условиях, когда поверхностные плёнки влаги приводят к слипанию кончика упругого элемента с поверхностью образца, к росту действующих между ними сил F на неск. порядков и к значит. гистерезису зависимости $F(z)$.

Устройство С. а.-с. м. во многом аналогично устройству *сканирующего туннельного микроскопа*. Принципиальным отличием является то, что стабилизируется

Изображение поверхности скола графита — плоскость (0001). Максимальные вариации уровня от светлого к тёмному ~ 0,015 нм.

не ток между остриём и образцом, а деформация чувствит. элемента. Для её измерения в первых С. а.-с. м. использовалось измерение туннельного тока между тыльной (по отношению к образцу) стороной плоской пружины и подводимым к ней дополнит. электродом — остриём; применяются также оптич. методы, основанные на наблюдении интерференции или отклонения луча света, отражающегося от чувствит. элемента.

С. а.-с. м. можно преобразовать в прибор для зоидирования магн. полей с субмикронным разрешением; при этом на кончике пружины закрепляется крупинка ферромагн. материала. Другие области применения те же, что и для сканирующей туннельной микроскопии. Преимущество С. а.-с. м.— возможность изучения (с атомным разрешением) поверхности не только проводников, но и диэлектриков (рис.).

Лит. см. при ст. *Сканирующий туннельный микроскоп.*

В. С. Эдельман.

СКАНИ́РУЮЩИЙ ТУННЕ́ЛЬНЫЙ МИКРОСКО́П — прибор для изучения поверхности твёрдых электропроводящих тел, основанный на сканировании металлич. острия над поверхностью образца на расстоянии

$z \approx 3$—10 Å. Такое расстояние достаточно мало́ для туннелирования электронов через контакт, т.е. для протекания туннельного тока $j \approx 1$—10 нА между остриём и образцом, при разности потенциалов V между ними от единиц мВ до неск. В (в зависимости от материалов электродов и целей). При этом цепь обратной связи поддерживает значение j постоянным, соответственно изменяя z. Синхронная со сканированием запись сигнала обратной связи V_z (на двухкоординатном самописце — в виде кривых, на экране телевиз. трубки — в виде карты и т. п.) представляет собой увеличенную запись профиля поверхности постоянного туннельного тока $j(x, y)$. Она совпадает с геом. поверхностью образца $S(x, y)$, если высота потенц. барьера (*работа выхода*) электронов φ одинакова по всей поверхности S, поскольку $j = j_0 \exp(-A z \varphi^{1/2})$, где $A \approx 1$ Å^{-1} $(eV)^{1/2}$. В ином случае распределение $\varphi(x, y)$ может быть получено путём модуляции расстояния на частоте, более высокой, чем полоса пропускания цепи обратной связи и измерения возникающей на этой частоте модуляции j, амплитуда к-рой пропорциональна $\varphi^{1/2} = \partial \ln j / \partial z$. Т. о., в результате сканирования острия над участком исследуемой поверхности получаются одновременно её профиль $S(x, y)$ и распределение работы выхода $\varphi(x, y)$.

С. т. м. изобретён Г. Биннингом и Г. Рорером в 1982 [1]. Увеличение его определяется отношением размеров записи кадра (на бумаге или экране трубки) к размерам сканируемого участка поверхности, последние могут составить от единиц Å до десятков мкм. Разрешающая способность микроскопа по x, y достигает ~ 1 Å, а по z порядка 0,01 Å. Прибор может работать в вакууме, газе или жидкости, поскольку z имеет величину порядка межатомных расстояний в жидкости. Выбор среды определяется конкретной задачей, прежде всего условиями подготовки и поддержания чистоты (или сохранности)

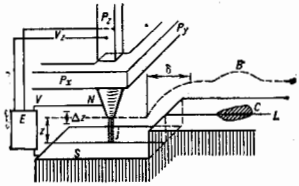


Рис. 1. Схема устройства туннельного микроскопа: V_z — напряжение обратной связи, регулирующее величину z; пунктир — траектория острия, записываемая регистрирующей системой при движении острия над линией L; δ — сглаженная запись ступеньки; B — запись участка C с пониженной работой выхода; Δz — модуляция z с целью определения работы выхода.

образца. Малая величина j и низкая энергия туннелирующих электронов исключают опасность повреждения образца током. Длительность записи одного кадра от ~ 0,03 с до 30 мин.

Схема устройства С. т. м. приведена на рис. 1. Пьезоэлектрич. пластины P_x, P_y, P_z свободными концами (вне рис. 1) закреплены на станине прибора и при приложении к ним электрич. напряжения двигают остриё вдоль соответствующей координаты за счёт собств. деформации (пьезодвигатели). Устройства сближения образца и острия до малого расстояния, перекрываемого пьезодвигателем, осуществлены в разл. вариантах [2]. Блок-схема туннельного микроскопа приведена на рис. 2.

Атомная структура поверхности свежего скола монокристалла графита (долго остающегося чистым на воздухе) часто служит в качестве тест-объекта (рис. 3). Это фотография экрана телевиз. трубки, представляющая собой результат сканирования образца, при к-ром

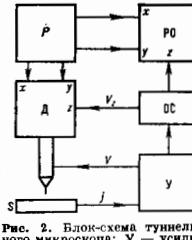


Рис. 2. Блок-схема туннельного микроскопа: У — усилитель туннельного тока; ОС — схема обратной связи; Д — пьезодвигатель острия; РО — устройство регистрации и обработки данных.

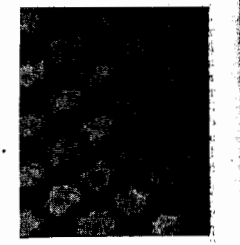


Рис. 3. Атомная структура поверхности ориентированного пиролитического монокристалла графита.

сигнал обратной связи V_z модулирует яркость пятна, перемещающегося по кадру. Светлые пятна — атомы С, выступающие над ср. плоскостью поверхности, тёмные места — углубления между ними.

Одно из первых исследований — изучение реконструиров. структуры поверхности (111) монокристалла Si: на рис. 4 границы элементарной ячейки (7 × 7) показаны ромбом, одна сторона к-рого лежит на ступени

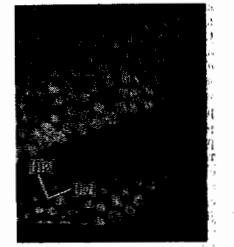


Рис. 4. Атомная структура реконструированной поверхности (111) монокристалла Si.

высотой в один слой атомов [3, 4]. При меньшей разрешающей способности (~10 Å) можно изучать состояние поверхности образца на участках большего размера; на рис. 5 показан записанный на двухкоординатном самописце профиль обработанной поверхности (100) кристалла Si (применённого в *МДП-структуре* для исследования *квантового Холла эффекта* [5]).

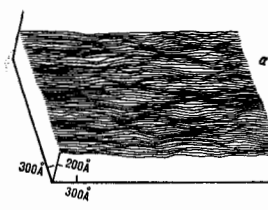


Рис. 5. Поверхность (100) монокристалла Si, обработанная по высшему классу точности.

Успех С. т. м. вызвал появление аналогичных методов исследования поверхностей посредством электрич., световых и др. датчиков. Среди них наиб. интересен *сканирующий атомно-силовой микроскоп*, основанный

на измерении сил, действующих па микроскоич. алмазное остриё, находящееся на расстоянии ~ 3—110 Å от поверхности образца (к-рый может быть диэлектрик); остриё укрепляется на чувствит. пружине, деформации к-рой измеряются при помощи С. т.м. [2].

Наиб. важные области применения С. т. м.: исследования атомного строения поверхностей, металлических, сверхпроводящих и полупроводниковых структур, явлений *адсорбции* и поверхностных хим. процессов, структуры молекул и биол. объектов, технол. исследования в области микро- и субмикроэлектроники, плёночных покрытий и обработки поверхностей; применение С. т. м. как инструмента обработки поверхностей в субмикроскопич. масштабе и т. д.

Лит.: 1) Binning G., Rohrer H., Scanning tunneling microscopy, «Helv. Phys. Acta», 1982, v. 55, № 6, p. 726; 2) Эдельман В. С., Сканирующая туннельная микроскопия, «ПТЭ», 1989, № 5, с. 25; его же, Развитие сканирующей туннельной и силовой микроскопии, «ПТЭ», 1991, № 1, с. 24; 3) Хайкин М. С. и др., Сканирующие туннельные микроскопы, «ПТЭ», 1987, № 4, с. 231; 4) Becker R. S. и др., Tunneling images of atomic steps on the Si (111) 7×7 surface, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 55, № 19, p. 2028; 5) Хайкин М. С. и др., Сканирующая туннельная микроскопия границы раздела Si — SiO_2 в МДП-структуре, «Письма в ЖЭТФ», 1986, т. 44, № 4, с. 193.

М. С. Хайкин.

СКАЧКООБРА́ЗНЫЕ МАРКО́ВСКИЕ ПРОЦЕ́ССЫ — класс *марковских случайных процессов*, у к-рых значения изменяются мгновенно (скачки) в отдельные (случайные) моменты времени. В наиб. простом случае, когда марковский процесс $\{\xi_t,\ t\in R^1\}$ может принимать лишь конечное или счётное число значений $x_1, \ldots, x_n, \ldots$ для любого фиксиров. момента времени t_0, условная вероятность того, что в момент времени $t_0+\Delta t\ (\Delta t>0)$ процесс примет значение $\xi_{t_0+\Delta t}=y(=x_k)$ при условии, что его значение в момент времени t_0 совпадает с $x\ (=x_s\neq x_k)$ (вероятность перескока из x_s в x_k), равна:

$$P(\xi_{t_0+\Delta t}=y/\xi_{t_0}=x)=q(y,x,t_0)\Delta t+o(\Delta t). \qquad (1)$$

При этом усл. вероятность того, что значение x в течение промежутка времени Δt не изменится, оказывается равной

$$1-\sum_y q(y,x,t_0)\Delta t+o(\Delta t). \qquad (2)$$

Величины $\{q(x,y,t)\geqslant 0,\ x\neq y\}$ наз. инфинитезимальными вероятностями перехода марковского процесса $\{\xi_t,\ t\in R^1\}$. По ним полностью восстанавливается переходная ф-ция $P(x,y,t_1,t_2)$ процесса, т. е. условная вероятность принять процессу в момент времени t_2 значение y при условии, что в момент времени t_1 он принял значение x.

В случае, когда множество возможных значений С. м. п. $\{\xi_t,\ t\in R^1\}$ оказывается непрерывным, ф-ла (1) выражает плотность $P_{\Delta t}(y/\xi_{t_0}=x)$ условной вероятности «пересечочить» от значения x к значению y за время Δt [при этом в ф-ле (2) сумму по y следует заменить интегралом].

Всякая реализация $\{x(t),\ t\in R^1\}$ С. м. п. представляет собой кусочно-постоянную ф-цию, у к-рой скачки (разрывы) происходят лишь в отд. изолиров. моменты времени и число таких скачков за любой конечный интервал времени конечно.

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

Р. А. Минлос.

СКАЧО́К КОНДЕНСА́ЦИИ — особая форма скачка уплотнения, возникающая в ускоряющемся сверхзвуковом потоке газа (напр., воздуха) в результате конденсации содержащихся в нём паров воды. При увеличении скорости текущего газа, темп-ра торможения к-рого постоянна, его статич. темп-ра монотонно убывает в соответствии с ур-нием:

$$T=T_0\Big/\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right),$$

где $k=c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и объёме, M — *Маха число*. Для заданной абс. влажности воздуха a [г/м³] относит. влажность r возрастает по мере понижения темп-ры. В случае достаточно быстрого падения темп-ры ниже критической и при малом кол-ве ядер конденсации возникает существ. переохлаждение (перенасыщение) водяных паров. В результате практически мгновенной объёмной конденсации паров воды и соответствующего выделения скрытой теплоты испарения возникает скачок уплотнения, отличающийся от обычных изменением полной *энтальпии* (и, следовательно, темп-ры торможения) газа в направлениях нормали к фронту скачка. При $T_0\approx 300$ К и относит. влажности $r\approx 50\%$ С. к. возникает при числах $M\approx 1{,}2$. С. к., наблюдающиеся в соплах *аэродинамических труб*, обычно имеют x-образную форму. Образование С. к. приводит к существ. неравномерности поля скоростей и непредсказуемому изменению параметров торможения потока в рабочей части, что затрудняет эксперим. исследования; поэтому совр. аэродинамич. трубы оборудуются спец. установками для осушения воздуха.

М. Я. Юделович.

СКАЧО́К УПЛОТНЕ́НИЯ, см. *Уплотнения скачок.*

СКВИД (от англ. Superconducting Quantum Interference Device — сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство; сверхпроводящий квантовый интерферометр (магнитометр)] — высокочувствит. устройство для преобразования магн. потока в электрич. сигнал пост. или перем. тока, действие к-рого основано на явлении квантования магн. потока в сверхпроводящем кольце с включёнными в него контактами Джозефсона (КД; см. *Джозефсона эффект*). В результате интерференции сверхпроводящих токов, при изменении магн. потока Ф через кольцо С. выходной сигнал осциллирует с периодом Φ_0, равным кванту магн. потока $\Phi_0=h/2e=2{,}068\cdot 10^{-15}$ Вб, что связано с фазовой когерентностью сверхпроводящих электронов на макроскоич. расстояниях. Скачок фазы волновой ф-ции сверхпроводящих электронов на КД φ определяется полным магн. потоком через кольцо ($\varphi=2\pi\Phi/\Phi_0$), а сверхпроводящий ток через КД равен $I_c\sin\varphi=I_c\sin 2\pi\Phi/\Phi_0$, где I_c — критич. ток КД. При токе $I>I_c$ на КД появляется напряжение $V=\Phi_0/\partial\varphi/\partial t)$.

По числу КД в кольце С. и по способу формирования выходного сигнала различают двухконтактные С. пост. тока (ПТ-С.) и одноконтактные С. с ВЧ-накачкой (ВЧ-С.). В ПТ-С. через КД пропускается пост. ток, больший критич. значения I_c, и измеряется пост. напряжение на контакте $V(\Phi_x)$, где Φ_x — измеряемый внеш. маги. поток. В ВЧ-С. высокочастотный ток $I_{вч}$ в кольце С. возбуждается резонансным контуром, причём отклик С. $V_{вч}(\Phi_x)$ снимается с этого же контура.

Первым ПТ-С. можно считать устройство, в к-ром Ж. Мерсеро [1] с сотрудниками впервые в 1964 наблюдали квантовую интерференцию сверхпроводящих токов [1]. В 1967 Дж. Циммерман [2] и А. Силвер [2], изучая на перем. токе интерференц. эффекты в сверхпроводящем кольце с точечным КД [2], положили начало ВЧ-С.

Блок-схема ПТ-С. приведена на рис. 1. Если через симметричную конструкцию ПТ-С. (токи через КД равны) пропустить через кольцо С. пост. ток $I_0>2I_c$, то на параллельно включённых КД возникает пост. напряжение V, осциллирующее при изменении измеряемого внеш. маги. потока Φ_x, через кольцо С., при этом макс. значения $V(\Phi_x)$ достигаются при $\Phi_x=\Phi_0(n+1/2)$, а минимальные — при $\Phi_x=n\Phi_0$, n — целое число.

Рис. 1. Схема ПТ-сквида: ИТ — источник постоянного тока; СУ — согласующее устройство; ГМ — генератор модуляции; У — усилитель; СД — синхронный детектор; ФНЧ — фильтр низких частот.

Макс. размах осцилляций $V(\Phi)$ наблюдается при оптим. значении параметра $LI_c/\Phi_0 = 1$, где L — индуктивность кольца. Коэф. преобразования для оптимизированных ПТ-С. равен

$$dV/d\Phi_x \approx R/2L,$$

где R — сопротивление шунтированных КД. Шунтирование туннельных КД применяется для создания безгистерезисной вольтамперной характеристики контакта. Современные тонкопленочные планарные ПТ-С., изготовленные методами фото- и электронной литографии, имеют коэф. преобразования до 1 мВ/Φ_0.

Усиление и регистрация сигнала С. производятся электронными устройствами, находящимися при комнатной темп-ре. Для ослабления влияния НЧ-шумов вида $1/f$ (см. *Флуктуации электрические*) используется модуляц. метод обработки сигнала С.: в отд. катушку модуляции (L_m на рис. 1) вводится перем. ток частотой 100—200 кГц, создающий через кольцо С. поток с амплитудой $\sim \Phi_0/4$. Перем. напряжение на С. усиливается, синхронно детектируется и фильтруется. Согласование низкого импеданса С. с высоким импедансом усилителя осуществляется согласующим устройством типа последоват. контура или резонансного трансформатора. Для измерений в большом диапазоне $\Delta\Phi_x > \Phi_0$ используется глубокая отрицат. обратная связь по магн. потоку. Напряжение через сопротивление обратной связи $R_{ос}$ подаётся в катушку модуляции. В результате измеряемый поток компенсируется, а напряжение на резисторе $R_{ос}$ служит выходным сигналом прибора, линейно связанным с измеряемым потоком в диапазоне ± 100—$1000\ \Phi_0$.

Блок-схема типичного ВЧ-С., работающего из фиксиров. частоте радиочастотного диапазона 10—400 МГц, приведена на рис. 2. С кольцом С. связана катушка резонансного колебат. контура $L_к C_к$, возбуждаемого генератором тока ВЧ. Резонансный контур согласует низкий импеданс С. с высоким входным сопротивлением усилителя ВЧ. В зависимости от параметра

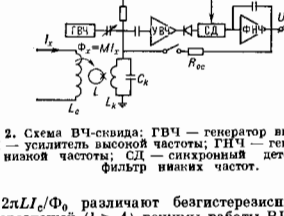


Рис. 2. Схема ВЧ-сквида: ГВЧ — генератор высокой частоты; УВЧ — усилитель высокой частоты; ГНЧ — генератор модуляции низкой частоты; СД — синхронный детектор, ФНЧ — фильтр низких частот.

$l = 2\pi LI_c/\Phi_0$ различают безгистерезисный ($l < 1$) и гистерезисный ($l > 1$) режимы работы ВЧ-С. В первом случае кольцо С. представляет собой параметрич. индуктивность, осциллирующую с изменением внеш. потока Φ_x. Изменение индуктивности регистрируется по сдвигу резонансной частоты контура $L_к C_к$. Безгистерезисный режим работы ВЧ-С. редко используется в практич. устройствах из-за жёстких ограничений на параметры С., стабильность амплитуды и частоты сигнала ВЧ-накачки.

Если $l > 1$, воздействие магн. потока накачки с амплитудой, достаточной для возбуждения в кольце с КД тока $I_{вч} > I_c$, приводит к характерным гистерезисным потерям энергии в колебат. контуре, уровень к-рых осциллирует в зависимости от внеш. потока Φ_x с периодом Φ_0. Соответствующее изменение добротности контура Q регистрируется по изменению напряжения $V_{вч}(\Phi_x)$ на нём. Коэф. преобразования магн. потока в напряжение для ВЧ-С. в гистерезисном режиме равен:

$$dV_{вч}/d\Phi_x = (\omega/k)(L_к/L)^{1/2},$$

где ω — частота накачки, k — коэф. связи контура со С. (оптимален k, для к-рого $k^2Q \gtrsim 1$). Для ВЧ-С. типичны значения коэф. преобразования 20—50 мкВ/Φ_0.

Для увеличения отношения сигнал/шум и линеаризации коэф. передачи прибора в схемах ВЧ-С. также применяется дополнит. НЧ-модуляция на частотах 10—50 кГц и отрицательная обратная связь по магн. потоку.

Обычно измеряемый магн. поток через кольцо С. создаётся током I_x во входной или сигнальной катушке с индуктивностью $L_c \approx 1$—10 мкГн [$\Phi_x = MI_x$, где $M = k_c(L_c L)^{1/2}$ — взаимная индуктивность сигнальной катушки и кольца С., а k_c — коэф. связи].

Предельная чувствительность С. разл. типа характеризуется т. н. энергетич. чувствительностью:

$$\varepsilon = \left(L_c I_n^2\right)/2 = \Phi_n^2/2Lk_c^2\ (\text{Дж/Гц}),$$

выраженной через спектральную плотность мощности эквивалентного шумового потока Φ_n^2 или шумового тока I_n^2. Эта величина имеет размерность действия, поэтому иногда её выражают в единицах $\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж/Гц.

Энергетич. чувствительность типичных ПТ-С. с $L \sim 10^{-11}$ Гн ограничена тепловым шумом резисторов, шунтирующих КД, и равна 10^{-30}—10^{-31} Дж/Гц. Для ряда ПТ-С., охлаждённых до $T < 1$К, достигнуты рекордные значения $\varepsilon \sim \hbar$ при измерениях малых переменных $\Phi_x \sim 0{,}01\ \Phi_0$ на частотах 100—200 кГц, где не сказывается шум вида $1/f$.

Минимальный детектируемый сигнал ВЧ-С. определяется суммарными шумами усилителя ВЧ, контура и самого С. В оптимизиров. конструкциях при частоте накачки 20—30 МГц шумы характеризуются энергетич. чувствительностью $\varepsilon \sim 5 \cdot 10^{-29}$ Дж/Гц. Поскольку коэф. преобразования ВЧ-С. растёт с частотой, а собств. шумы падают, выигрыш в чувствительности можно получить, повышая частоту до СВЧ-диапазона (напр., при $f = 10$ ГГц получено $\varepsilon \approx 10^{-30}$ Дж/Гц). Однако это приводит к существ. усложнению конструкции прибора.

В магн. поток, измеряемый С., легко преобразовать многие магн. и электрич. величины: магн. поле и его градиенты, маги. момент, ток, напряжение и др. Обычно это преобразование осуществляется с помощью сверхпроводящего трансформатора магн. потока: сигнальная катушка С. образует замкнутый сверхпроводящий контур с приёмной катушкой, непосредственно воспринимающей изменение магн. потока. В силу сохранения потока в этой цепи экранирующий ток «переносить» часть измеряемого потока в сигнальную катушку, связанную с кольцом С.

Чувствительность сверхпроводящих С.-магнитометров достигает $5 \div 10 \cdot 10^{-15}$ Тл/Гц$^{1/2}$ и определяется уже магн. шумом в тщательно экранированных помещениях. По чувствительности С.-магнитометры превосходят традиц. магнитометры на 2—3 порядка. С.-магнитометры применяются, напр., для измерения *магнитных полей биологических объектов* [8], магнитометрич. исследований в геофизике и геологии [9], измерения магн. восприимчивости веществ и материалов.

Применение С. для измерений электрич. величин позволяет достичь пороговой чувствительности по току 10^{-12}—10^{-14} А/Гц$^{1/2}$ при нулевом сопротивлении сигнальной катушки. По напряжению чувствительность ограничена тепловым шумом низкоомных (10^{-4}—10^{-6} Ом) источников сигнала и составляет при низких темп-рах 10^{-13}—10^{-15} В/Гц$^{1/2}$. С.-гальванометры и С.-вольтметры служат для измерения проводимости и термоэлектрич. эффектов в нормальных и сверхпроводящих металлах. В метрологии С.-гальванометры служат в качестве нуль-индикаторов в эталонных установках, к-рые воспроизводят единицу эдс (Вольт) на основе эффекта Джозеф-

сона и единицу сопротивления (Ом) на основе *квантового Холла эффекта* (см. *Квантовая метрология*); шумовой термометр на основе С. используется при установлении шкалы сверхнизких темп-р [5].

Осн. недостатком С., препятствующим их более широкому распространению, является необходимость охлаждения до уровня гелиевых или водородных темп-р при применении традиц. сверхпроводящих материалов. Открытие в 1986—87 *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* с $T_c \approx 100$ К открывает перспективы создания С. при азотных темп-рах [10].

Лит.: 1) Jaklevic R. C. и др., Quantum interference from a static vector potential in a field-free region, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 11, p. 274; 2) Silver A. H., Zimmerman J. E., Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings, «Phys. Rev.», 1967, v. 157, p. 317; 3) Солимар Л., Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение, пер. с англ., М., 1974; 4) Лихарев К. К., Ульрих Б. Т., Системы с джозефсоновскими контактами, М., 1978; 5) Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применения, пер. с англ., М., 1980; 6) Баронеа., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; 7) Лихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985; 8) Введенский В. Л., Ожогин В. И., Сверхчувствительная магнитометрия и биомагнетизм, М., 1986; 9) Одегнал М., Некоторые нестандартные применения сверхпроводящих квантовых интерферометров — сквидов (обзор), «Физика низких температур», 1985, т. 11, с. 5; 10) Teache C. D., Superconducting magnetometers, «Cryogenics», 1989, v. 29, p. 1135.

И. Я. Краснополин.

СКЕЙЛИНГ — то же, что *масштабная инвариантность*.

СКИН-ЭФФЕКТ — затухание эл.-магн. волн по мере их проникновения в проводящую среду. Переменное во времени электрич. поле $\boldsymbol{E}$ и связанное с ним магн. поле $\boldsymbol{H}$ не проникают в глубь проводника, а сосредоточены в осн. в относительно тонком приповерхностном слое толщиной δ, называемой глубиной скин-слоя. Происхождение С.-э. объясняется тем, что под действием внеш. перем. поля в проводнике свободные электроны создают токи, поле к-рых компенсирует внеш. поле в объёме проводника. С.-э. проявляется у *металлов*, в *плазме*, *ионосфере* (на коротких волнах), в *вырожденных полупроводниках* и др. средах с достаточно большой проводимостью.

Глубина скин-слоя существенно зависит от проводимости σ, частоты эл.-магн. поля ω, от состояния поверхности. На малых частотах δ велика, убывает с ростом частоты и для металлов на частотах оптич. диапазона оказывается сравнимой с длиной волны $\lambda \sim 10^{-5}$ см. Столь малым проникновением эл.-магн. поля и почти полным его отражением объясняется металлич. блеск хороших проводников. На ещё больших частотах, превышающих *плазменную частоту*, в проводниках оказывается возможным распространение эл.-магн. волн. Их затухание определяется как внутризонными, так и межзонными электронными переходами (см. *Зонная теория*).

Теоретич. описание С.-э. сводится к решению кинетич. ур-ния для носителей заряда с целью определения связи тока с полем и последующему решению *Максвелла уравнений*. Наиб. просто описывается т. н. нормальный С.-э., к-рый имеет место, когда δ велика по сравнению с эфф. длиной свободного пробега l электронов. Величина l определяется расстоянием, проходимым электроном за время τ между 2 актами рассеяния (τ — время релаксации) либо за период поля $1/\omega$ в зависимости от того, какая из этих длин меньше. В общем случае $l = v/(\tau^{-1} - i\omega)$, где v — скорость электрона.

При нормальном С.-э. распределение поля в проводнике зависит лишь от дифференц. проводимости σ, отличие к-рой от проводимости на пост. токе σ_0 учитывается (для изотропной среды) соотношением $\sigma = \sigma_0/(1 - i\omega\tau)$; оно зависит также от формы поверхности образца. Проводимость связана с диэлектрич. проницаемостью ε среды соотношением $\varepsilon = \varepsilon_0 + 4\pi i\sigma/\omega$, где ε_0 — вклад в диэлектрич. проницаемость локализованных электронных состояний (диэлектрич. проницаемость ионной решетки).

Для плоской поверхности образца (плоскость xy) и нормального падения волны (z) распределение поля в проводнике имеет вид

$$E(z)=E(0)\exp\left(-z/\delta\right)\cos\left(\frac{\omega}{c}nz-\omega t\right),$$

где $E(0)$ — амплитуда поля на поверхности, $\delta = c/\omega\varkappa$, коэф. преломления n и затухания $\varkappa$ связаны соотношением $\sqrt{\varepsilon} = n + i\varkappa$, где диэлектрич. проницаемость $\varepsilon = \varepsilon_0 + 4\pi i\sigma/\omega$ (ε_0 — диэлектрич. проницаемость решётки) (см. *Высокочастотная проводимость*).

Для цилиндрич. провода радиусом r_0 распределение поля выражается через функцию Бесселя:

$$E(r)=E(r_0)\mathrm{Re}\{\exp(-i\omega t)J_0(kr)/J_0(kr_0)\},$$

где $E(r_0)$ — поле на поверхности, $k = (n + i\varkappa)\omega/c$. С.-э. существенно сказывается на зависимости сопротивления провода от его радиуса. В то время как пост. токе сопротивление провода R длины L обратно пропорционально площади сечения $R = L/\pi r_0^2\sigma_0$, на переменном токе в предельном случае, когда ток течёт в очень тонком приповерхностном слое ($\delta \ll r_0$), сопротивление обратно пропорционально длине окружности поперечного сечения

$$R=L/2\pi r_0\delta\sigma.$$

В пределе НЧ, когда можно не учитывать частотную дисперсию σ, а также пренебречь величиной ε_0, глубина скин-слоя:

$$\delta=c(2\pi\omega\sigma_0)^{-1/2},$$

коэф. преломления:

$$n=(2\pi\sigma_0/\omega)^{1/2}.$$

С повышением частоты в ИК-области для металлов при условии $\omega\tau \gg 1$ ($\tau \gg 1/\omega$) проводимость $\sigma = \sigma_0/\omega\tau = i\omega_p^2/4\pi\omega$, где ω_p — плазменная частота электронов. В этом диапазоне $\tau^{-1} \ll \omega \ll \omega_p/\sqrt{\varepsilon_0}$ и глубина скин-слоя $\delta = c/\omega_p$, т. е. не зависит от частоты и выражается через концентрацию электронов и их эфф. массу m, т. к. $\omega_p^2 = 4\pi Ne^2/m$. В этом же диапазоне коэф. n мал по сравнению с $\varkappa$ и взаимодействие электронов с поверхностью образца существенно влияет как на n, так и на поглощение энергии, пропорциональное мнимой части ε. Сталкиваясь с поверхностью, электроны рассеиваются на статич. неоднородностях и тепловых поверхностных колебаниях (см. *Поверхность*).

Аномальный С.-э. описывает ситуацию при $l > \delta$; он наблюдается в СВЧ-диапазоне в чистых металлах при низких темп-рах. Связь между плотностью тока j и полем E является здесь нелокальной, т.е. значение тока в нек-рой точке проводника определяется полем в окрестности этой точки с размером $\sim l$. Задача о распределении поля сводится к интегро-дифференц. ур-нию, решение к-рого даёт, в частности, асимптотич. закон убывания поля E. Наряду с компонентой, убывающей на расстоянии $\sim \delta$ от поверхности, наблюдается медленное убывание на расстоянии $\sim l$. Выражение для δ в этом случае иное. Напр., для предельно аномального С.-э., т. е. при $\delta \ll l$, глубина скин-слоя

$$\delta=\left(v\varepsilon^2/\omega\omega_p^2\right)^{1/3}.$$

При аномальном С. э. рассеяние электронов на поверхности образца мало сказывается на величине δ. Здесь существенную роль играют электроны с малыми углами скольжения, для к-рых отражение близко к зеркальному. Заметно влияет на аномальный С.-э. пост. магн.

поле H, параллельное поверхности. Электроны, закручивающие магн. полем, при зеркальном отражении многократно сталкиваются с поверхностью образца и долгое время двигаются в пределах скин-слоя. Это приводит к росту проводимости и уменьшению глубины скин-слоя

$$\delta = \left| c^2 \sigma r_L^{1/3} / \omega_p^2 \omega l \right|^{2/5},$$

где $r_L = mvc/eH$ — ларморовский радиус; предполагается $r_L > \delta$. Др. электроны, не сталкивающиеся с поверхностью, возвращаются в скин-слой после каждого оборота вокруг магн. поля, благодаря чему в металлах наблюдается *циклотронный резонанс*.

Более точный количеств. смысл как при нормальном, так и аномальном С.-э. (в отличие от δ) имеет поверхностный *импеданс* Z. В НЧ-области нормального С.-э.

$$Z = 2\pi\omega/c^2\sigma_0$$

и уменьшается с темп-рой T, т. к. растёт δ_0. Для предельно аномального С.-э. импеданс

$$Z = (\pi/3)^{11/6} (\pi\omega B/c^2)^{2/3} (1 - i\sqrt{3}),$$

где параметр B определяется спектром электронов; в изотропном приближении $B = v^1/\omega_p$.

Лит.: Лявданд Ю. Л., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, с. 291—99; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, с. 436—49; Falkovsky L. A., Transport phenomena at metal surfaces, «Adv. in Phys.», 1983, v. 32, № 5, p. 753; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987, с. 105—117. *Л. А. Фальковский.*

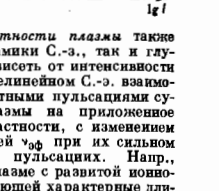
Скин-эффект нелинейный. При достаточно высоких значениях напряжённости перем. эл.-магн. поля, когда параметры среды, напр. проводимость σ, начинают зависеть от поля, С.-э. становится нелинейным, т. е. толщина скин-слоя δ также начинает зависеть от интенсивности эл.-магн. поля. Наиб. легко нелинейный С.-э. реализуется в плазме. Пороговые значения амплитуд электрич. и магн. полей, при к-рых происходит переход С.-э. в нелинейный, зависят от параметров среды и частот.

В области НЧ определяющее влияние на проникновение поля оказывает дифференц. проводимость среды. Зависимость её от электрич. поля (т. н. электрическая нелинейность) обусловливается разогревом носителей, аномальным сопротивлением, пробоем среды и т. д. Пороговые амплитуды, при к-рых возникает нелинейность дифференц. электрич. проводимости, могут различаться весьма сильно для разных механизмов нелинейности. Вследствие этого затухание эл.-магн. поля может быть не экспоненциальным, а, напр., степенным или к.-л. другим в зависимости от вида $\sigma(E)$, т. е. меняется структура скин-слоя. Но характерный масштаб затухания по порядку величины остаётся равным $\delta \sim c[2\pi\omega\sigma(E)]^{-1/2}$.

Значительно большее влияние в этой области частот оказывают магнитные нелинейности, к-рые могут менять С.-э. не только количественно, но и качественно. Их действие проявляется при условии $\omega_H \tau \geqslant 1$, где $\omega_H = eH/mc$ — циклотронная частота носителей. В режиме магн. нелинейности С.-э. необходимо учитывать тензорный характер сопротивления среды в магн. поле. Зависимость диагональных компонент сопротивления ρ от H (*магнетосопротивление*) аналогична влиянию электрич. нелинейностей. Недиагональные компоненты тензора сопротивления (см. *Холла эффект*) наиб. ярко проявляются в нестационарной задаче о проникновении в плазму постоянного магн. поля, включаемого в нек-рый момент времени $t = 0$. Тогда глубина проникновения поля в плазму меняется со временем: $\delta \sim c[lp(E, H)]^{-1/2}$. В режиме нелинейного С.-э. в зависимости от напряжённости магн. поля вместо обычного диффузионного закона проникновения магнитного поля, при к-ром $\delta \sim t^{1/2}$ происходит либо быстрое конвективное проникновение поля в плазму со скоростью порядка токовой скорости носителей (т. е. $\delta \sim t$), либо запирание поля на конечной толщине [т. е. $\delta(t) \to \text{const}$]. Существ. роль в этих процессах играет неоднородность среды, а именно, если носители при токовом движении попадают в область более высокой своей концентрации, то реализуется конвективное проникновение, в противоположном случае — запирание.

При наложении на плазму переменного магн. поля может возникнать эффект детектирования, состоящий в том, что наряду с формированием скин-слоя у границы плазмы в глубь среды уходит нелинейная волна поля нек-рого фиксиров. направления, зависящего от направления градиента концентрации носителей, а другие направления запираются.

В ИК-области, когда $\delta = c/\omega_p$, нелинейные изменения происходят при $H^2/8\pi \gtrsim Nmc^2$, когда носителей в скин-слое толщиной c/ω_p не хватает для переноса тока даже при их движении со скоростью, близкой c. В результате глубина проникновения поля увеличивается (чтобы повысить число носителей) до необходимой для поддержания тока: $\delta = H/4\pi Ne$. В области высоких частот $\omega \lesssim \omega_p$ толщина скин-слоя в плазме может как уменьшаться, так и возрастать в зависимости от знака нелинейного вклада в диэлектрич. проницаемость. В отличие от линейного режима, в случае нелинейного С.-э. при медленном увеличении напряжённости поля оно, начиная с нек-рой пороговой амплитуды, проникает в глубь плазмы на расстояние, определяемое диссипативным затуханием. (Это происходит при положит. нелинейном вкладе.) В случае достаточно слабой диссипации нелинейное проникновение поля и плазму может носить характер гистерезиса, т. е. зависеть от предыстории процесса. Напр., для плазменного слоя конечной толщины эффективность T проникновения эл.-магн. волны через слой, измеряемая отношением потоков энергии после слоя и перед ним, является неоднозначной ф-цией интенсивности падающей волны I (как схематически показано на рис.).



Зависимость эффективности проникновения T электромагнитной волны через слой от её интенсивности I.

Наличие развитой *турбулентности плазмы* также приводит к изменению как динамики С.-э., так и глубины скин-слоя, к-рая будет зависеть от интенсивности турбулентности, поскольку в нелинейном С.-э. взаимодействие носителей с турбулентными пульсациями существенно меняет отклик плазмы на приложенное к ней поле. Это связано, в частности, с изменением эфф. частот соударений носителей $\nu_{эф}$ при их сильном рассеянии на турбулентных пульсациях. Напр., в изотропной бесстолкновит. плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью, имеющей характерные длины волн $\lambda_т \sim v_{Te}/\omega_{pe}$, скиновая глубина $\delta = (c/\omega_{pe})(w_s/12n_eT_e)^{1/2}$, где w_s — плотность энергии ионно-звуковых колебаний; n_e, T_e — концентрация и темп-ра электронов.

Глубина скин-слоя δ может резко возрастать, если в плазме возможны процессы трансформации приложенного к плазме перем. эл.-магн. поля в слабозатухающие собств. колебания, напр. в ленгмюровские волны, к-рые переносят поле на расстояния порядка обратной величины декремента затухания этих волн (см. *Трансформация волн* в плазме).

Лит.: Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мелихов Е. З., Плазма полупроводников, М., 1979; Кондра-

Тенко А. Н., Проникновение поля в плазму, М., 1979; Кингсеп А. С., Чукбар К. В., Яньков В. В., Электронная магнитная гидродинамика, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 16, М., 1987, с. 209; Кочетов А. В., Миронов В. А., Динамика нелинейного просветления плотной плазмы, «Физика плазмы», 1990, т. 16, № 8, с. 948.

Н. С. Ерохин, К. В. Чукбар.

СКИ́РМА МОДЕ́ЛЬ — теоретич. модель для описания в рамках эффективной нелинейной теории мезонных полей стабильных протяжённых частиц (барионов). Предложена в 1961 Т. Х. Р. Скирмом [1, 2] и относится к нелинейным *сигма-моделям*. С. м. обладает сохраняющимся независимо от ур-ний динамики модели *топологическим зарядом*, к-рый можно интерпретировать как барионное число, и т. н. солитонным механизмом генерации спектра масс (см. *Солитон*). Согласно гипотезе Скирма, барион трактуется как киральный солитон, возникающий в результате коллективного возбуждения пионных полей. Появление таких возбуждений тесно связано с явлением спонтанного нарушения *киральной симметрии* (см. *Спонтанное нарушение симметрии*), подобно тому как включение магн. поля, нарушающего изотропию пространства, приводит к спонтанной намагниченности ферромагнетика.

Осн. объектом С. м. является поле $g(x)$, принимающее значения в многообразии группы $SU(2)$ и параметризуемое изовекторным полем $\varphi^a(x)$ (триплетом пионных полей):

$$g(x)=\exp\{i\tau^a n^a \theta(x)\};\ n^a=\varphi^a/|\varphi|;$$
$$\sin\theta=\pm|\varphi|;\ a=1,2,3, \tag{1}$$

где τ^a — *Паули матрицы*, действующие в пространстве изотопич. спина; $\theta(x)$ — т. н. киральный угол; $x=(x^0=t,\ \boldsymbol{x})$. Модели, для к-рых поля принимают значения в нек-ром многообразии компактной группы или однородном пространстве, принято называть киральными. Поля (1), удовлетворяющие естеств. граничным условиям на пространственной бесконечности

$$g(x)\to \boldsymbol{I}(\varphi^a(x)\to 0) \text{ при } |\boldsymbol{x}|\to\infty \tag{2}$$

($\boldsymbol{I}$ — единичная 2×2 матрица) в фиксиров. момент времени t, можно рассматривать как отображения g вещественного трёхмерного пространства $\mathbb{R}_3$ или трёхмерной сферы S_3 [т. к., в силу(2), $\mathbb{R}_3$ компактифицируется в сферу S_3] в группу $SU(2)$ [$g:\mathbb{R}_3\to SU(2)$ или $S_3\to SU(2)$]. По отношению к непрерывной деформации (гомотопии), частным случаем к-рой является временная эволюция полевой системы, такие отображения разбиваются на классы эквивалентности, называемые гомотопическими классами. Каждый гомотопич. класс является элементом гомотопич. группы $\pi_3(SU(2))$ и характеризуется значением гомотопич. инварианта — топологич. заряда Q.

Для явного вычисления Q удобно использовать левые киральные токи

$$L_\mu=g^{-1}(x)\frac{\partial g(x)}{\partial x^\mu},\ \mu=0,1,2,3, \tag{3}$$

со значениями в *Ли алгебре* группы $SU(2)$, в терминах к-рых

$$Q=\int d^3x J^0=-\frac{\varepsilon^{\nu\lambda\rho}}{48\pi^2}\int d^3x\ \mathrm{Sp}\,(L_\nu[L_\lambda,L_\rho]), \tag{4}$$

где J^0 — временна́я компонента топологич. тока J^μ, закон сохранения к-рого $\partial J^\mu/\partial x^\mu=0$ выполняется тождественно без привлечения ур-ний динамики модели, $[L_\mu,\ L_\nu]$ — коммутатор левых киральных токов, $\varepsilon^{\nu\lambda\rho}$ — *Леви-Чивиты символ* (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Наличие изоморфизма $\pi_3(SU(2))\approx\mathbb{Z}$, где $\mathbb{Z}$ — группа целых чисел, означает, что Q принимает на каждом клвсе целочисленное значение и имеет смысл степени отображения, т. е. показывает, сколько раз $SU(2)$-многообразие обходится полем $g(x)$ при однократном пробегании точки x по физ.пространству $\mathbb{R}_3$.

Лагранжиан С. м. записывается через токи L_μ в виде

$$\mathscr{L}=\int d^3x\left\{-\frac{1}{4\lambda^2}\,\mathrm{Sp}\,L_\mu^2+\frac{\varepsilon}{16}\,\mathrm{Sp}\,[L_\mu,L_\nu]^2\right\}, \tag{5}$$

где λ и ε — нек-рые параметры. Первый член в выражении (5) — т. н. киральный лагранжиан Вайнберга, к-рый в «древесном» приближении воспроизводит результаты *алгебры токов* для низкоэнергетич. динамики пионов. Добавление члена 4-го порядка по L_μ (скирмовского члена) обеспечивает существование стабильных солитонных решений вследствие наличия для функционала энергии $\mathscr{E}[\varphi]$ С. м. оценки снизу через топологич. заряд (4):

$$\mathscr{E}>6\sqrt{2}\,\pi^2\frac{\varepsilon}{\lambda}|Q|. \tag{6}$$

Ур-ния движения для С. м.

$$\partial_\mu\left(L^\mu-\frac{\varepsilon^2\lambda^2}{2}[L_\nu,[L^\mu,L^\nu]]\right)=0 \tag{7}$$

имеют вид локального закона сохранения величины типа изоспина. Отыскание структуры решений ур-ния (7) основывается на свойствах симметрии лагранжиана (5) и соответствующего функционала энергии $\mathscr{E}[\varphi]$. Выражение (5) инвариантно относительно преобразований из киральной группы $SU(2)_L\times SU(2)_R$, к-рые следующим образом действуют на поля $g(x)$: $g\to g'=ugv^{-1}$, где u и v — произвольные матрицы соответственно из $SU(2)_L$ и $SU(2)_R$ (индексы L и R помечают подгруппы соответственно левых и правых вращений). Но вакуумное состояние $g_0=\boldsymbol{I}$ (т. е. $\varphi^a=0$) такой инвариантностью не обладает до тех пор, пока $u\neq v$. Это означает, что С. м. принадлежит к классу нелинейных σ-моделей со спонтанно нарушенной киральной симметрией. Из-за неинвариантности вакуума внутр. симметрия конфигурац. пространства С. м. $SU(2)_L\times SU(2)_R$ нарушается до подгруппы $\mathrm{diag}[SU(2)_L\times SU(2)_R]\approx SU(2)_I\approx SO(3)_I\times\mathbb{Z}_2$, т. е. до группы изотопич. вращений. Поскольку нетривиальных $SO(3)_I$-инвариантных полей не существует, то изотопич. вращения объединяются с пространственными и в качестве группы инвариантности функционала $\mathscr{E}[\varphi]$ рассматривается группа

$$G_1=\mathrm{diag}[SO(3)_I\times SO(3)_S], \tag{8}$$

где $SO(3)_S$ — группа пространственных вращений. Класс инвариантных относительно (8) сферически-симметричных полей задаётся ф-лой

$$g(r)=\exp\{i\tau^a x^a\theta(r)/r\};\ r=|\boldsymbol{x}|, \tag{9}$$

предложенной Скирмом [1]. В честь автора модели решение (9) с топологич. зарядом $Q=1$ получило в литературе назв. скирмион. Энергия (масса) скирмиона записывается в виде

$$\mathscr{E}=\frac{4\pi\varepsilon}{\lambda}\int_0^\infty dx\left\{\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2\left(\frac{x^2}{2}+2\sin^2\theta\right)+\sin^2\theta+\frac{\sin^4\theta}{x^2}\right\}, \tag{10}$$

где положено $r=\varepsilon\lambda x$, ф-ция $\theta(x)$ подчинена граничным условиям: $\theta(0)=\pi$; $\theta(\infty)=0$. В силу неравенства (6) скирмион устойчив и, более того, реализует абс. минимум энергии для полей с $|Q|=1$, т. е. является осн. состоянием с наим. массой среди изовекторных полей с нетривиальным топологич. зарядом [3].

Все перечисленные выше свойства и дают основания для рассмотрения скирмиона как простейшей модели бариона. Для полей с топологич. зарядами $|Q|\geqslant 2$ группой инвариантности функционала энергии является

$$G_2=\mathrm{diag}[SO(2)_I\times SO(2)_S], \tag{11}$$

и абс. минимум $\delta[\varphi]$ реализуется в более широком классе аксиально-симметричных полей (см., напр., [3]). В случае $Q = 2$ такие решения интерпретируются как дибарионы.

Дальнейшее развитие идея описания бариона как кирального солитона получила в работах Э. Виттена [4, 5], к-рый выявил связь между нелинейными σ-моделями со спонтанно нарушенной киральной симметрией и низкоэнергетич. приближением *квантовой хромодинамики* (КХД). Исходя из учёта симметрийных свойств фундам. лагранжиана КХД, Виттен рассмотрел $SU(3)$-обобщение С. м. Это позволило ему построить явный вид двузначных функционалов, описывающих квантовомеханич. состояния в модели, и на этой основе конструктивно решить вопрос о спине скирмиона, т. е. показать, в каком смысле скирмион можно трактовать как фермион. Кроме того, в рамках квазиклассич. подхода удалось качественно правильно воспроизвести спектроскопию адронов и рассчитать их статич. свойства (магн. моменты, зарядовые радиусы, константы взаимодействий и т. д.). Разумные ответы получаются и при использовании С. м. для вычисления разл. характеристик низкоэнергетич. процессов с участием барионов [6].

Т. о., в целом С. м. качественно правильно передаёт гл. черты будущей мезонной теории, к-рая должна получаться из первооснов КХД, и в силу своей относит. простоты может служить основой для апробации методов, предлагаемых для проведения расчётов в низкоэнергетич. области КХД.

Лит.: 1) Skyrme T. H. R., A non-linear field theory, «Proc. Roy. Soc.», 1961, v. A260, p. 127; 2) Skyrme T. H. R., A unified field theory of mesons and baryons, «Nucl. Phys.», 1962, v. 31, p. 556; 3) Маханьков В. Г., Рыбаков Ю. П., Санюк В. И., Модель Скирма и сильные взаимодействия, УФН, 1992, т. 162, с. 1; 4) Witten E., Global aspects of current algebra, «Nucl. Phys.», 1983, v. B223, p. 422; 5) Witten E., Current algebra, baryons and quark confinement, там же, p. 433; 6) Zahed I., Brown G. E., The Skyrme model, «Phys. Repts», 1986, v. 142, p. 1.

В. И. Санюк.

СКОЛЬЗЯЩИЙ РАЗРЯД — разновидность импульсного *искрового разряда* по поверхности диэлектрика. Картины распределения искровых каналов по поверхности диэлектрика при С. р. впервые наблюдались в 1777 Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) и наз. *Лихтенберга фигурами*. В сильных разрядах высокие давления и темп-ры деформируют поверхность диэлектрика, запечатлевая фигуры Лихтенберга; в слабых разрядах их можно сделать видимыми, посыпая поверхность диэлектрика спец. порошком или проявляя подложению под слой диэлектрика фотопластинку. Впервые в фотографии С. р. был использован в 1887 А. Тёплером (A. Toepler).

Типичная конфигурация электродов, между к-рыми происходит С. р., приведена на рис. 1: один из электродов (*1*) представляет собой тонкую проволочку, другой (*3*) — плоскую поверхность, отделённую от первого слоем диэлектрика (*2*), по к-рому стелется разряд.

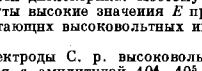


Рис. 1. Скользящий по поверхности диэлектрика разряд: *1* — инициирующий электрод; *2* — диэлектрическая подложка; *3* — металлическая подложка — второй электрод.

Такая электродная конфигурация создаёт резко неравномерное электрич. поле E с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика. Поэтому в С. р. могут быть достигнуты высокие значения E при умеренных амплитудах питающих высоковольтных импульсов.

При воздействии на электроды С. р. высоковольтного импульса напряжения с амплитудой 10^4—10^5 В и скоростью нарастания $\sim 10^{12}$ В/с в разрядном промежутке складываются условия, характерные для наносекундного *пробоя электрического*. Напряжённость электрич. поля в промежутке может усиливаться до 10^3 раз на микронеровностях поверхности диэлектрика и электродов. При этом время развития разряда становится соизмеримым со временем протекания элементарных процессов в плазме, что приводит к отклонению от лавинного (таунсендовского) и стримерного механизмов (см. *Пробой газа*), и даже при протекании больших токов ($\sim 10^5$ А) разряд остаётся диффузным, канал дугового разряда не образуется.

В таких жёстких режимах ток лидерной (незавершённой) стадии может превышать ток последующего завершённого С. р., замыкающего разрядный промежуток, а излучение рвариада на этой стадии содержит интенсивную УФ-компоненту (вплоть до мягкого рентгена). Это излучение создаёт свободные фотоэлектроны на расстояниях, значительно превышающих критич. размеры первичных лавин. При импульсном напряжении 50—200 кВ вдоль поверхности диэлектрика легко возникают плазменные поверхности протяжённостью до 200 см, яркостная темп-ра к-рых может достигать $6 \cdot 10^4$ К. Специфика С. р. определяется активным взаимодействием плазмы разряда с поверхностью диэлектрика, что отражается на спектральных характеристиках излучения плазмы. Канал С. р. ограничен в пространстве диэлектрич. подложкой, поэтому площадь его сечения меньше, а погонное электрич. сопротивление соответственно больше, чем у свободного искрового разряда. Малая индуктивность и относительно большое сопротивление завершённого С. р. обеспечивают высокую мощность энерговыделения в канале разряда, что приводит к образованию плотной высокотемпературной плазмы с большой площадью излучающей поверхности ($\gtrsim м^2$).

Рис. 2. Спектр излучения электрических разрядов в азоте при атмосферном давлении: *а* — искровой разряд между вольфрамовыми электродами; *б* — завершённый скользящий разряд по поверхности лавсановой плёнки.

Поступление паров диэлектрика в плазму С. р. изменяет спектр его излучения, что важно при использовании С. р. как открытого источника УФ-излучения. На рис. 2 представлены спектры обычного искрового и скользящего по поверхности диэлектрика разрядов при одинаковом уд. энерговкладе. Видно, что в области вакуумного ультрафиолета интенсивность спектральных линий в случае С. р. на порядок выше. Т. к. спектр излучения С. р. имеет ярко выраженную дискретность, то возможно повышать интенсивность излучения в нужной спектральной области подбором соответствующего материала диэлектрич. подложки.

С. р. широко применяется при решении ряда научно-прикладных задач, в частности при создании низкоиндуктивных сильноточных коммутаторов, источников предионизации в импульсных газовых лазерах, плазменных электродов для организации однородного сильноточного объёмного разряда при повышенных давлениях (см. *Электроды плазменные*). Плазма С. р. используется в качестве активной среды лазеров на самоограниченных переходах (лазеры на N_2, Ar, Ne и др.).

Лит.: Фольрат К., Искровые источники света и высокочастотная кинематография, в кн.: Физика быстропротекающих процессов, пер. с нем., англ., т. 1, М., 1971; Дацук П. Н., Челноков Л. Л., Ярмышева М. Д., Характеристики

скользящего разряда по поверхности твердых диэлектриков применительно к высоковольтным коммутаторам, «Электронная техника, сер. 4, Электровакуумные и газоразрядные приборы», 1975, № 6, с. 9; Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. В., Метод управления развитием и формированием системы параллельных каналов скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении, «Ж. ПМТФ», 1976, № 3, с. 12; Зарослов Д. Ю., Кузьмин Г. П., Тарасенко В. Ф., Скользящий разряд с CO_2 и эксимерных лазерах, «Радиотехника и электроника», 1984, т. 29, в. 7, с. 1217; Ерныналов П. П. и др., Азотный лазер на основе скользящего по поверхности диэлектрика разряда, «Квантовая электроника», 1988, т. 15, № 10, с. 1971. *Г. П. Кузьмин.*

СКОПЛЕ́НИЯ ГАЛА́КТИК — гигантские плотные группировки галактик, содержащие горячий ионизованный газ и невидимое вещество. Обычно С. г., в отличие от групп, цепочек и др. систем галактик, называют комплексы, имеющие размеры прибл. до 1,5—3 Мпк и включающие от неск. сотен до десятков тысяч галактик высокой и средней *светимости*. Форма С. г. близка к эллиптической. С. г. делятся по богатству (кол-ву галактик) на 6 классов — от 0 до 5. Ближайшее к Галактике С. г. в созвездии Девы (класс богатства 0) содержит ок. 200 галактик, в т. ч. 7 гигантских эллиптических и 10 гигантских спиральных *галактик*. Ближайшее богатое С. г. в созвездии Волосы Вероники (класс 2 или 3) содержит ок. 10^4 галактик высокой и средней светимости, преим. эллиптических и линзоидных, и очень мало спиральных галактик. Концентрация галактик в центрах богатых (класса 2 и выше) С. г. превышает 10^3 Мпк$^{-3}$. Известно ок. 3000 богатых С. г. В скопления входит часть всех галактик. Галактики скоплений обеспечивают лишь ок. 5% светимости всех галактик.

При сравнительно небольших размерах С. г. в них наблюдаются очень большие среднеквадратичные скорости галактик (v) — до $1—2\cdot10^3$ км/с. Согласно *вириала теореме* это означает, что С. г. обладают очень большой массой (вириальной массой) M_v, определяемой соотношением

$$M_v = 2\alpha R v^2 G^{-1} \approx 0{,}5\alpha 10^{15} M_\odot v^2 R,$$

где R — радиус скопления (Мпк); $M_\odot$ — масса Солнца; G — гравитац. постоянная; α — безразмерный числ. коэф. порядка 1, зависящий от распределения плотности С. г. (v в тыс. км/с). С др. стороны, зная светимость С. г. и зависимость масса — светимость (см. *Масса — светимость зависимость*) для галактик, входящих в скопление, можно оценить массу светящегося вещества скопления, M_L. Такие оценки выполнены для центр. частей неск. десятков С. г. Найдено, что $M_L \sim 0{,}1\ M_v$. Значит, расхождение оценок M_L и M_v, впервые отмеченное Ф. Цвикки (F. Zwicky) в 1930-х гг., является одним из самых серьёзных свидетельств данных наблюдений в пользу существования невидимого тяготеющего вещества (*скрытой массы*), к-рое в масштабах С. г. прибл. в 10 раз превосходит массу видимого вещества, сосредоточенного в галактиках.

В 70-х гг. обнаружено рентг. излучение горячего газа, заполняющего С. г. Исследование спектра излучения и распределения яркости позволило оценить темп-ру и распределение плотности газа. Оказалось, что в богатых С. г. эти величины хорошо коррелируют со скоростями галактик и их распределением. В более бедных С. г. наряду с общим рентг. фоном выделяется излучение корон отдельных наиб. массивных галактик, гравитац. потенциал к-рых сравним с гравитац. потенциалом скопления как целого. Масса горячего газа в центр. областях С. г. не превосходит неск. процентов вириальной массы скопления, его плотность ок. 10^{-3} см$^{-3}$. Эти данные служат важным независимым подтверждением стационарности С. г. и приведённых выше оценок массы видимого и невидимого вещества в них. Подробные спектральные наблюдения нескольких наиб. ярких С. г. показывают, что в горячем газе присутствуют высокоионизованные тяжёлые элементы (напр., Fe^{+25}) с относит. содержанием ок. 0,1—0,3 солнечного (см. *Распространённость элементов*). Это значит, что газ С. г. не является первичным и частично прошёл переработку в звёздах. Однако ныне невозможно сказать, как протекала эволюция горячего газа и его обогащение тяжёлыми элементами. Горячий газ в С. г. может наблюдаться также по искажению спектра *микроволнового фонового излучения* — эффект Зельдовича — Сюняева. Эффект связан с рассеянием фотонов этого излучения на электронах горячего газа С. г., что ведёт к росту ср. энергии фотонов и падению темп-ры излучения T в области спектра, где $h\nu \ll kT$ (ν — частота излучения). Эффект, по-видимому, наблюдается в двух С. г. Одноврем. наблюдение рентг. излучения С. г. и эффекта Зельдовича — Сюняева позволяет точнее оценить параметры С. г., поскольку эти наблюдаемые величины зависят от разных комбинаций темп-ры и плотности газа и размеров скопления.

Наблюдаемая эллиптичность формы С. г., вероятно, связана с анизотропией распределения галактик по скоростям. Это свидетельствует о том, что С. г. возникли при объединении уже сформировавшихся галактик и никогда не проходили фазы стационарного газового облака. Такое заключение согласуется с наблюдаемыми особенностями распределения галактик скопления по скоростям. В большинстве С. г. дисперсия скоростей (квадрат среднеквадратичной скорости) не зависит от массы галактик. Это значит, что в системе успели пройти процессы быстрой релаксации скоростей галактик в коллективном гравитац. поле (см. *Звёздная динамика*), но ещё не успело сказаться влияние процессов парного взаимодействия, к-рые с течением времени должны привести к максвелловской ф-ции распределения галактик по скоростям с дисперсией скоростей, зависящей от массы галактик (такая зависимость отмечена лишь у неск. плотных С. г.). Это — свидетельство сравнит. молодости С. г.

С. г. наблюдаются вплоть до красных смещений $z \approx 1$ (С. г. 3С184), тогда как квазары найдены вплоть до $z \approx 4$. Поэтому прямых данных об эпохе формирования С. г. наблюдения не дают. Интересно, что хотя вблизи квазаров часто видят отд. галактики, отмечена отчётливая антикорреляция распределений квазаров и С. г.

С. г. являются ярчайшими элементами *крупномасштабной структуры Вселенной*. Изучение окрестностей Галактики показывает, что богатые С. г., как правило, расположены в уалах, в к-рых сходятся неск. цепочек и сверхскоплений галактик. Менее богатые С. г. часто расположены цепочкой вдоль мощного сверхскопления галактик. Довольно часто С. г., подобно галактикам, собираются в небольшие группы из 2—3 членов. В неск. случаях наблюдается слияние двух С. г., сопровождаемое мощным рентг. излучением. Определённая на основе наблюдений корреляц. ф-ция распределения С. г.

$$\xi(r) \simeq (r/r_c)^{-1,8},\ r_c \approx 25h^{-1}\ \text{(Мпк)}$$

(r — расстояние между парами С. г., h — безразмерный параметр; см. *Хаббла закон*) по форме подобна корреляц. ф-ции галактик, но отличается от неё значением корреляц. радиуса r_c, прибл. в 5 раз превосходящего принятое значение корреляц. радиуса распределения галактик. Отмечается зависимость значения r_c от класса богатства и объёма выборки. Различие корреляц. радиусов распределения галактик и С. г. частично связано с сильным различием плотности их распределения в пространстве. Подробное изучение и численное моделирование эффекта показывают, что, вероятно, необходимо допустить и добавочное крупномасштабное ($\sim$ 50 Мпк) скучивание вещества, к-рое трудно заметить при изучении распределения галактик.

Модели образования структуры Вселенной, основанные на теории *гравитационной неустойчивости*, в общих чертах неплохо описывают образование С. г. и их положение как элементов крупномасштабной структуры. Более подробное изучение этого процесса методами численного моделирования затруднено из-за большого объёма вычислений. Приближённое описание на базе теории особенностей градиентных отображений (см.

(*Катастроф теория*) и *Бюргерса уравнения* позволяет решить ряд проблем на качеств. уровне, но не даёт количеств. описания.

Лит.: Fabian A. C., «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1991, v. 29. *А. Г. Дорошкевич.*

СКОРОСТНО́Й НАПО́Р (динамическое давление) — кинетич. энергия единицы объёма идеальной несжимаемой жидкости: $\rho v^2/2$, где ρ — плотность жидкости, v — скорость её течения; входит составной частью в *Бернулли уравнение*. Измеряется с помощью трубки Пито — Прандтля (см. *Трубки измерительные*).

СКО́РОСТЬ — одна из основных кинематич. характеристик движения точки: $\boldsymbol{v} = d\boldsymbol{r}/dt$, где $d\boldsymbol{r}$ — элементарное перемещение (или приращение радиуса-вектора $\boldsymbol{r}$) точки в данной системе отсчёта за время dt. Направлен вектор $\boldsymbol{v}$ по касательной к траектории в сторону движения точки. По модулю $v = ds/dt$, где ds — элементарный путь точки за время dt.

Измеряют С. обычно в м/с (СИ), см/с (СГС) или в км/ч.

В проекциях на оси координат компоненты С. имеют следующий вид (см. рис.):

а) в декартовых координатах x, y, z

$$v_x=\dot{x},\ v_y=\dot{y},\ v_z=\dot{z};$$

б) в цилиндрич. координатах R, φ, z

$$v_R=\dot{R},\ v_\varphi=R\dot{\varphi},\ v_z=\dot{z};$$

в) в сферич. координатах r, φ, θ

$$v_r=\dot{r},\ v_\varphi=r\sin\theta\cdot\dot{\varphi},\ v_\theta=r\dot{\theta}.$$

Модуль С. в этих случаях равен квадратному корню из суммы квадратов соответствующих компонент.

Когда говорят о С. произвольно движущегося тела или системы тел, то имеют в виду С. их центра масс. Это естеств. обобщение С. материальной точки.

В ньютоновской (нерелятивистской) механике С. точки при переходе от одной инерциальной системы отсчёта K' к др. системе K преобразуется по закону

$$\boldsymbol{v}=\boldsymbol{v}'+\boldsymbol{v}_0\left(v_x=v'_x+v_0,\ v_y=v'_y,\ v_z=v'_z\right), \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{v}_0$ — скорость K'-системы относительно K-системы. Это т. н. классический закон сложения (преобразования) С., являющийся следствием преобразований Галилея (см. *Галилея принцип относительности*).

В более сложном случае, когда K'-система совершает произвольное движение относительно K-системы, С. точки преобразуется по ф-ле

$$\boldsymbol{v}=\boldsymbol{v}'+\boldsymbol{v}_0+[\boldsymbol{\omega}\boldsymbol{r}'],$$

где $\boldsymbol{v}_0$ — скорость начала отсчёта K-системы, $\boldsymbol{\omega}$ — её угл. скорость, $\boldsymbol{r}'$-радиус-вектор данной точки относительно начала отсчёта K'-системы.

В *относительности теории* установлен фундам. факт: в природе существует предельная С. распространения взаимодействий и сигналов (а значит, и тел). Она равна С. света в вакууме $c = 2{,}99792458\cdot10^8$ м/с. Наличие такой С. существенно меняет закон преобразования С. В соответствии с *Лоренца преобразованиями* при переходе от K'- к K-системе отсчёта ф-лы преобразования компонент С. приобретают более сложный вид:

$$v_x=\frac{v'_x+v_0}{1+v'_xv_0/c^2},\quad v_y=\frac{v'_y\sqrt{1-\beta^2}}{1+v'_xv_0/c^2},\quad v_z=\frac{v'_z\sqrt{1-\beta^2}}{1+v'_xv_0/c^2}, \qquad (2)$$

где $\beta = v_0/c$, v_0 — скорость K'-системы отсчёта относительно K-системы. Классич. закон сложения С. (1) оказывается несправедливым при релятивистских С. При переходе к нерелятивистским С. преобразования (2) переходят в (1).

Из преобразований (2) следует, что, напр., фотон, движущийся со скоростью c в K'-системе отсчёта, будет двигаться и относительно K-системы с той же скоростью c — в полном соответствии со 2-м постулатом теории относительности.

Дальнейшими обобщениями понятия С. являются обобщённая скорость (см. *Обобщённые координаты*) и *скорость четырёхмерная*.

СКО́РОСТЬ ЗВУ́КА — скорость распространения в среде упругой волны. Определяется упругостью и плотностью среды. Для плоской волны, бегущей без изменения формы со скоростью c в направлении оси x, звуковое давление p можно представить в виде $p = p(x - ct)$, где t — время. Для плоской гармонич. волны в среде без дисперсии $p = A\cos(\omega t - kx + \varphi)$ и С. з. выражается через частоту ω и волновое число k ф-лой $c = \omega/k$. Со скоростью c распространяется фаза гармонич. волны, поэтому c наз. также фазовой С. з. В средах, в к-рых форма произвольной волны меняется при распространении, гармонич. волны тем не менее сохраняют свою форму, но фазовая скорость оказывается различной для разных частот, т. е. имеет место *дисперсия звука*. В этих случаях пользуются также понятием *групповой скорости*. При больших амплитудах упругой волны появляются нелинейные эффекты (см. *Нелинейная акустика*), приводящие к изменению любых волн, в т. ч. и гармонических: скорость распространения каждой точки профиля волны зависит от величины давления в этой точке, возрастая с ростом давления, что и приводит к искажению формы волны.

Скорость звука в газах и жидкостях. В газах и жидкостях звук распространяется в виде объёмных волн сжатия — разряжения. Если процесс распространения происходит адиабатически (что, как правило, и имеет место), т. е. изменение темп-ры в звуковой волне не успевает выравниваться и за $^1/_2$ периода тепло из нагретых (сжатых) участков не успевает перейти к холодным (разреженным), то С. з. равна $c = \sqrt{(\partial P/\partial\rho)_s}$, где P — давление в веществе, ρ — его плотность, а индекс s показывает, что производная берётся при постоянной энтропии. Эта С. з. наз. адиабатической. Выражение для С. з. может быть записано также в одной из следующих форм:

$$c=\sqrt{K_{ад}/\rho}=\sqrt{1/\beta_{ад}\rho}=\sqrt{\gamma/\beta_{из}\rho},$$

где $K_{ад}$ — адиабатич. модуль всестороннего сжатия вещества, $\beta_{ад} = 1/K_{ад} = \rho^{-1}(\partial\rho/\partial P)_s$ — адиабатич. сжимаемость, $\beta_{из} = \gamma\beta_{ад}$ — изотермич. сжимаемость, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоёмкостей при постоянных давлении и объёме.

В идеальном газе $c = \sqrt{\gamma P/\rho} = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, где $R = 8{,}31$ Дж/моль·К — универсальная газовая постоянная, T — абс. темп-ра, μ — молекулярная масса газа. Это т. н. лапласова С. з. В газе она совпадает по порядку величины со средней тепловой скоростью движения молекул. Величину $c' = \sqrt{P/\rho}$ называют ньютоновой С. з., она определяет С. з. при изотермич. процессе распространения, к-рый может иметь место на очень низких частотах. В большинстве случаев С. з. соответствует лапласову значению.

С. з. в газах меньше, чем в жидкостях, а в жидкостях, как правило, меньше, чем в твёрдых телах. В табл. 1 и 2 приведены значения С. з. для нек-рых газов и жидкостей, причём в тех случаях, когда имеется дисперсия, приведены значения С. з. для частот, меньших, чем частота релаксации.

В идеальных газах при заданной темп-ре С. з. не зависит от давления и растёт с ростом темп-ры как $\sqrt{T}$. Изменение С. з. равно $\Delta c/\Delta T = c/2T$, где Δc и ΔT — малые приращения скорости и темп-ры по сравнению

Табл. 1—**Скорость звука в некоторых газах при °С***

	с, м/с
Азот	334
Кислород	316
Воздух	331
Гелий	965
Водород	1284
Неон	435
Метан	430
Аммиак	415
Углекислый газ	259
Иодистый водород	157

* Значения скорости даны для нормального давления.

Табл. 2—**Скорость звука в некоторых жидкостях при 20 °С**

	с, м/с
Вода	1490
Ацетон	1190
Бензол	1324
Спирт этиловый	1180
Толуол	1324
Четырёххлористый углерод	920
Ртуть	1453
Глицерин	1923

с их значениями c и T. При комнатной темп-ре относит. изменение С. з. в воздухе составляет примерно 0,17% на 1 К. В жидкостях С. з., как правило, уменьшается с ростом темп-ры и изменение её составляет, напр., для ацетона —5,5 м/с·К, для этилового спирта —3,6 м/с·К. Исключением из этого правила является вода, в к-рой С. з. при комнатной темп-ре увеличивается с ростом темп-ры на 2,5 м/с·К, достигает максимума при темп-ре ~74°С и с дальнейшим ростом темп-ры уменьшается. С. з. в воде растёт с увеличением давления примерно на 0,01% на 1 атм, а также с увеличением содержания растворённых в ней солей.

В морской воде С. з. зависит от темп-ры, солёности и глубины. Эти зависимости имеют сложный вид. Для расчёта С. з. в море используются таблицы, рассчитанные по эмпирич. ф-лам. Поскольку темп-ра, давление, а иногда и солёность меняются с глубиной, то С. з. в океане является ф-цией глубины $c(z)$. Эта зависимость существенно определяет характер распространения звука в океане (см. *Гидроакустика*). В частности, она определяет существование *подводного звукового канала*, положение оси к-рого и др. характеристики зависят от времени года, времени суток и от географич. местоположения.

В сжиженных газах С. з. увеличивается при той же темп-ре: напр., в газообразном азоте при темп-ре —195 °С она равна 176 м/с, в жидком азоте при той же темп-ре 859 м/с, в газообразном и жидком гелии при —269 °С соответственно 102 м/с и 198 м/с.

С. з. в смесях газов или жидкостей зависит от концентрации компонент. В газовых смесях С. з. хорошо описывается ф-лой $c = \sqrt{\gamma RT/\mu}$, в к-рой в качестве μ взята молекулярная масса смеси, определяемая молекулярными массами компонентов с учётом их концентрации. В жидких смесях зависимость С. з. от концентрации компонентов имеет довольно сложный характер, к-рый связан с видом межмолекулярных взаимодействий. Так, в спиртоводных и кислотоводных смесях при нек-рой концентрации имеется максимум С.з., а в таких смесях, как ацетон с сероуглеродом, бензол с четырёххлористым углеродом и др., при нек-рой концентрации С. з. имеет минимум. В водных растворах солей С. з. растёт с ростом концентрации во всём интервале концентраций. Т. о., измерение С. з. может использоваться для определения и контроля концентрации компонент смесей и растворов.

В жидком гелии С. з. увеличивается при понижении темп-ры. При фазовом переходе в сверхтекучее состояние возникает излом на кривой зависимости С. з. от темп-ры.

В многоатомных газах и практически во всех жидкостях имеется дисперсия С. з., причём в жидкостях она проявляется на высоких УЗ- и гиперзвуковых частотах.

В резинах, полимерах и каучуках С. з. зависит от хим. состава и плотности упаковки макромолекул и растёт с увеличением частоты; в материалах этого типа с меньшей плотностью и С. з. меньше, напр. в силоксановом каучуке С. з. составляет 950—1100 м/с на частотах 20—150 кГц, в бутадиен-нитрильном каучуке 1600—2100 м/с в том же диапазоне частот.

Скорость звука в твёрдых телах. В неограниченной твёрдой среде распространяются продольные и сдвиговые (поперечные) упругие волны. В изотропном твёрдом теле фазовая скорость для продольной волны

$$c_l = \sqrt{E(1-\nu)/\rho(1+\nu)(1-2\nu)} = \sqrt{(K+4/3G)/\rho},$$

для сдвиговой волны

$$c_t = \sqrt{E/2\rho(1+\nu)} = \sqrt{G/\rho},$$

где E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, γ — коэф. Пуассона, K — модуль объёмного сжатия. Скорость распространения продольных волн всегда больше, чем скорость сдвиговых волн, причём обычно выполняется соотношение $c_l > c_t\sqrt{2}$. Значения c_l и c_t для нек-рых изотропных твёрдых тел приведены в табл. 3.

Табл. 3—**Скорость звука в некоторых изотропных твёрдых телах**

	c_l, м/с	c_t, м/с	$c_{ст}$, м/с
Кварц плавленый	5970	3762	5760
Бетон	4200—5300	—	—
Пленсиглас	2670—2680	1100—1121	1840—2140
Полистирол	2350—2380	1120	1860—2240
Стекло пирекс	5640	3280	5170
Стекло крон	5100—6120	2840—3550	4540—5300
Стекло флинт	3760—4800	2380—2560	3490—4550
Тефлон	1340	—	—
Эбонит	2405	—	—
Железо	5835—5950	3180—3240	5000—5200
Золото	3200—3240	1200	2030
Магний	5785	3065	4800—4970
Платина	3260—3960	1670—1730	2690—2800
Свинец	1960—2400	700—790	1200—1326
Цинк	4170—4210	2440	3700—3850
Никель	5630	2960	4785—4970
Серебро	3650—3700	1600—1690	2610—2800
Углеродистые стали	—	—	5099—5177
Нержавеющая сталь 1Х18Н9Т	—	—	5039
Титан ВТ-1	—	—	5072
Медь М-2	—	—	3842
Латунь Л59	4600	2080	3450
Алюминиевый сплав АМГ	6320	3190	5260

В монокристаллах С. з. зависит от направления распространения волны в кристалле (см. *Кристаллоакустика*). В тех направлениях, в к-рых возможно распространение чисто продольных и чисто поперечных волн, в общем случае имеется одно значение c_l и два значения c_t. Если значения c_t различны, то соответствующие волны иногда наз. быстрой и медленной поперечными волнами. В общем случае для каждого направления распространения волны в кристалле могут существовать три смешанные волны с разными скоростями распространения, к-рые определяются соответствующими комбинациями модулей упругости, причём векторы колебат. смещений частиц в этих трёх волнах взаимно перпендикулярны. В табл. 4 приведены значения С. з. для нек-рых монокристаллов в характерных направлениях.

Во мн. веществах С. з. зависит от наличия посторонних примесей. В полупроводниках и диэлектриках С. з. чувствительна к концентрации примесей; так, при легировании полупроводника примесью, увеличивающей число носителей тока, С. з. уменьшается с увеличением концентрации; при увеличении темп-ры С. з. слабо увеличивается.

В металлах и сплавах С. з. существенно зависит от предшествующей механической и термообработки: прокат, ковка, отжиг и т. п. Частично это явление связано с дислокациями, наличие к-рых также влияет на С. з.

Таблица 4 — Скорость звука в некоторых монокристаллах

	Направление распространения	Тип волны	c, м/с
Кварц (SiO_2)	Вдоль оси z	Продольная	6330
	—»—	Поперечная	4820
	Вдоль оси x	Продольная	5600
	—»—	Поперечная быстрая	5050
	—»—	Поперечная медленная	3500
Рубин (Al_2O_3)	Вдоль оси C	Продольная	11240
	—»—	Поперечная	7800
Ниобат лития ($LiNbO_3$)	Вдоль оси C	Продольная	7330
	—»—	Поперечная	3580
Сульфид кадмия (CdS)	Вдоль оси C	Продольная	4500
	—»—	Поперечная	1860
Железоиттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$)	Вдоль оси x	Поперечная	3840
Алюмомагниевая шпинель ($MgAl_2O_4$)	Вдоль оси [100]	Продольная	8830
	—»—	Поперечная	6540
	Вдоль оси [111]	Продольная	10600
	—»—	Поперечная	5100

В металлах, как правило, С. з. уменьшается с ростом темп-ры. При переходе металла в сверхпроводящее состояние характер зависимости иной: величина $\partial c/\partial T$ в точке перехода меняет знак. В сильных магн. полях проявляются нек-рые эффекты в зависимости С. з. от магн. поля, к-рые отражают особенности поведения электронов в монокристалле металла. Так, при распространении звука по нек-рым направлениям в кристалле появляются осцилляции С. з. как ф-ции магн. поля. Измерения зависимости С. з. от магн. поля являются чувствит. методом исследования внутр. структуры металлов.

В *пьезоэлектриках* и *сегнетоэлектриках* наличие электромеханич. связи приводит к уменьшению модулей упругости и, следовательно, уменьшает С. з.

Аналогичное явление наблюдается и в *магнитострикционных материалах*, где наличие магнитоупругой связи приводит, кроме того, к появлению заметной зависимости С. з. от напряжённости магн. поля, обусловленной т. н. ΔE-эффектом, т. е. зависимостью модуля Юнга E от величины магн. поля H. Изменения С. з. с ростом H могут достигать неск. процентов (иногда до десятков процентов). Такая же зависимость С. з. от напряжённости электрич. поля наблюдается в сегнетоэлектриках. При действии на твёрдое тело статич. механич. напряжений С. з. зависит от величины этих напряжений, что является следствием отклонения от линейного закона Гука.

В ограниченных твёрдых телах кроме продольных и поперечных волн имеются и др. типы волн. Так, вдоль свободной поверхности твёрдого тела или вдоль границы его с др. средой распространяются *поверхностные акустические волны*, скорость к-рых меньше скорости объёмных волн, характерных для данного материала. Для пластин, стержней и др. твёрдых акустич. волноводов характерны *нормальные волны*, скорость к-рых определяется не только свойствами вещества, но и геометрией тела. Так, напр., С. з. для продольной волны в стержне $c_{ст}$, поперечные размеры к-рого много меньше длины волны звука, отличается от С. з. в неограниченной среде c_l (табл. 3):

$$c_{ст}=\sqrt{E/\rho}.$$

Методы измерения С.з. можно подразделить на резонансные, интерферометрические, импульсные и оптические (см. *Дифракция света на ультразвуке*). Наиб. точности измерения достигают с помощью импульсно-фазовых методов. Оптич. методы дают возможность измерять С. з. на гиперзвуковых частотах (вплоть до 10^{11}—10^{12} Гц). Точность абс. измерений С. з. на лучшей аппаратуре ок. 10^{-3}%, тогда как точность относит. измерений порядка 10^{-5}% (напр., при изучении зависимости c от темп-ры или магн. поля или от концентрации примесей или дефектов).

Измерения С. з. используются для определения ми. свойств вещества, таких, как величина отношения теплоёмкостей для газов, сжимаемости газов и жидкостей, модулей упругости твёрдых тел, дебаевской темп-ры и др. (см. *Молекулярная акустика*). Определение малых изменений С. з. является чувствит. методом фиксирования примесей в газах и жидкостях. В твёрдых телах измерение С. з. и её зависимости от разл. факторов (темп-ры, магн. поля и др.) позволяет исследовать строение вещества: зонную структуру полупроводников, строение поверхности Ферми в металлах и пр.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; их же, Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Солодьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Таблицы для расчета скорости звука в морской воде, Л., 1965; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 4; т. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 7; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Акустические кристаллы, под ред. М. П. Шаскольской, М., 1982; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. *А. Л. Полякова.*

СКОРОСТЬ СВЕТА в свободном пространстве (в вакууме) — скорость распространения любых *электромагнитных волн* (в т. ч. световых); одна из фундам. физ. постоянных; представляет собой предельную скорость распространения любых физ. воздействий (см. *Относительности теория*) и инвариантна при переходе от одной системы отсчёта к другой.

С. с. в среде c' зависит от показателя преломления среды n, различного для разных частот ν излучения (*Дисперсия света*): $c'(\nu)=c/n(\nu)$. Эта зависимость приводит к отличию *групповой скорости* от *фазовой скорости* света в среде, если речь идёт не о монохроматич. свете (для С. с. в вакууме эти две величины совпадают). Экспериментально определяя c', всегда измеряют групповую С. с. либо т. н. скорость сигнала, или скорость передачи энергии, только в нек-рых спец. случаях не равную групповой.

Впервые С. с. определил в 1676 О. К. Рёмер (O. Ch. Roemer) по изменению промежутков времени между затмениями спутников Юпитера. В 1728 её установил Дж. Брадлей (J. Bradley), исходя из своих наблюдений аберрации света звёзд. В 1849 А. И. Л. Физо (A. H. L. Fizeau) первым измерил С. с. по времени прохождения светом точно известного расстояния (базы); т. к. показатель преломления воздуха очень мало отличается от 1, то наземные измерения дают величину, весьма близкую к c. В опыте Физо пучок света от источника S (рис. 1), отражённый полупрозрачным

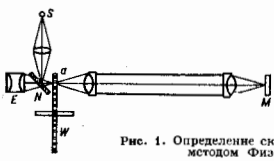


Рис. 1. Определение скорости света методом Физо.

зеркалом N, периодически прерывался вращающимся зубчатым диском W, проходил базу MN (ок. 8 км) и, отразившись от зеркала M, возвращался к диску. Попадая на зубец, свет не достигал наблюдателя, а попавший в промежуток между зубцами свет можно было наблюдать через окуляр E. По известным скоростям вращения диска определялось время прохождения светом базы. Физо получил значение $c=313300$ км/с. В 1862 Ж. Б. Л. Фуко (J. B. L. Foucault) реализовал

высказанную в 1838 идею Д. Араго (D. Arago), применив вместо зубчатого диска быстровращающееся (512 об/с) зеркало. Отражаясь от зеркала, пучок света направлялся на базу и по возвращении вновь попадал на то же зеркало, успевшее повернуться на нек-рый малый угол (рис. 2). При базе всего в 20 м Фуко нашёл,

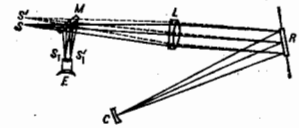


Рис. 2. Определение скорости света методом вращающегося зеркала (методом Фуко): *S* — источник света; *R* — быстровращающееся зеркало; *C* — неподвижное вогнутое зеркало, центр которого совпадает с осью вращения *R* (поэтому свет, отражённый *C*, всегда попадает обратно на *R*); *M* — полупрозрачное зеркало; *L* — объектив; *E* — окуляр; *RC* — точно измеренное расстояние (база). Пунктиром показаны положение *R*, изменившееся за время прохождения светом пути *RC* и обратно, и обратный ход пучка лучей через объектив *L*, который собирает отражённый пучок в точке *S'*, а не вновь в точке *S*, как это было бы при неподвижном зеркале *R*. Скорость света устанавливают, *измеряя* смещение *SS'*.

что С. с. равна 298000 ± 500 км/с. Схемы и осн. идеи опытов Физо и Фуко были многократно использованы в последующих работах по определению С. с. Полученное А. Майкельсоном (A. Michelson) (см. *Майкельсона опыт*) в 1926 значение $c = 299796 \pm 4$ км/с было тогда самым точным и вошло в интернац. таблицы физ. величин.

Измерения С. с. в 19 в. сыграли большую роль в физике, дополнительно подтвердив волновую теорию света. Выполненное Фуко в 1850 сравнение С. с. одной и той же частоты ν в воздухе и воде показало, что скорость в воде $u = c/n(\nu)$ в соответствии с предсказанием волновой теории. Была также установлена связь оптики с теорией электромагнетизма: измеренная С. с. совпала со скоростью эл.-магн. волн, вычисленной из отношения эл.-магн. и эл.-статич. единиц электрич. заряда [опыты В. Вебера (W. Weber) и Ф. Кольрауша (F. Kohlrausch) в 1856 и последующие более точные измерения Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell)]. Это совпадение явилось одним из отправных пунктов при создании Максвеллом в 1864—73 эл.-магн. теории света.

В совр. измерениях С. с. используется модернизиров. метод Физо (модуляц. метод) с заменой зубчатого колеса на эл.-оптич., дифракц., интерференционный или к.-л. иной модулятор света, полностью прерывающий или ослабляющий световой пучок (см. *Модуляция света*). Приёмником излучения служит фотоэлемент или *фотоэлектронный умножитель*. Применение *лазера* в качестве источника света, УЗ-модулятора со стабилизиров. частотой и повышение точности измерения длины базы позволили снизить погрешности измерений и получить значение $c = 299792{,}5 \pm 0{,}15$ км/с. Помимо прямых измерений С. с. по времени прохождения известной базы, широко применяются косвенные методы, дающие бо́льшую точность. Так, с помощью микроволнового вакуумиров. резонатора [К. Фрум (K. Froome), 1958] при длине волны излучения $\lambda = 4$ см получено значение $c = 299792{,}5 \pm 0{,}1$ км/с. С ещё меньшей погрешностью определяется С. с. как частное от деления независимо найденных λ и ν атомарных или молекулярных *спектральных линий*. К. Ивенсон (K. Evenson) и его сотрудники в 1972 по цезиевому стандарту частоты (см. *Квантовые стандарты частоты*) нашли с точностью до 11-го знака частоту излучения CH_4-лазера, а по криптоновому стандарту частоты — его длину волны (ок. 3,39 мкм) и получили $c = 299792456{,}2 \pm 0{,}8$ м/с. Решением Генеральной ассамблеи Международного комитета по численным данным для науки и техники — КОДАТА (1973), проанализировавшей все имеющиеся данные, их достоверность и погрешность, С. с. в вакууме принято считать равной $299792458 \pm 1{,}2$ м/с.

Как можно более точное измерение величины *c* чрезвычайно важно не только в общетеоретич. плане и для определения значений др. физ. величин, но и для практич. целей. К ним, а частности, относится определение расстояний по времени прохождения радио- или световых сигналов в *радиолокации*, *оптической локации*, *светодальнометрии*, в системах слежения ИСЗ и др.

Лит.: Вафиади В. Г., Попов Ю. В., Скорость света и ее значение в науке и технике, Минск, 1970; Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д., Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1972.

А. М. Бонч-Бруевич.

СКОРОСТЬ ЧЕТЫРЁХМЕРНАЯ в теории относительности — обобщение понятия обычной (трёхмерной) скорости. С. ч. — четырёхмерный вектор с компонентами $u_i = dx_i/d\tau$, $i = 1, 2, 3, 4$, где x_i — координаты Минковского ($x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, $x_4 = ict$), $d\tau$ — элемент *собственного времени* движущейся частицы. Компоненты С. ч. связаны с проекциями u_x, u_y, u_z трёхмерной скорости и соотношениями:

$$u_1 = \frac{u_x}{\sqrt{1-u^2/c^2}};\quad u_2 = \frac{u_y}{\sqrt{1-u^2/c^2}};$$

$$u_3 = \frac{u_z}{\sqrt{1-u^2/c^2}};\quad u_4 = \frac{ic}{\sqrt{1-u^2/c^2}}. \qquad (1)$$

С. ч. — *времениподобный вектор*, т. к. $\sum_i u_i^2 = -c^2$.

Значения С. ч. в двух галилеевых системах отсчёта *K* и *K'* связаны *Лоренца преобразованиями*:

$$u_1' = \frac{u_1 + i\beta u_4}{\sqrt{1-\beta^2}};\quad u_2' = u_2;\quad u_3' = u_3;\quad u_4' = \frac{u_4 - i\beta u_1}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

где $\beta = v/c$ (v — ртносит. скорость системы отсчёта *K* и *K'*). См. *Относительности теория*.

М. С. Рыжкин.

СКРЫТАЯ МАССА — труднонаблюдаемые формы вещества, выявляемые по их гравитац. воздействию на движение и структуру галактик, скоплений и сверхскоплений галактик. Предполагается, что существует несколько (два или более) видов С.м., отличающихся массой частиц и др. свойствами. Наиб. надёжно С. м. фиксируется в *скоплениях галактик* и в коронах отд. *галактик*. Надёжных наблюдат. данных о С. м. в сверхскоплениях галактик нет.

В скоплении галактик кроме видимой массы M_L, определяемой по общей *светимости* всех галактик скопления и средней *масса — светимость зависимости* для галактик, можно найти динамич. (виральную) массу M_v, определяемую с помощью *вириала теоремы* по наблюдаемой дисперсии скоростей галактик скопления. Оценки динамич. массы M_v подтверждаются наблюдениями рентг. излучения горячего межгалактич. газа скоплений, что позволяет получить независимые оценки темп-ры газа и тем самым — гравитац. потенциала и массы скопления. Для богатых скоплений динамич. масса M_v примерно в 10—20 раз превосходит видимую массу галактик M_L.

Наблюдения кривых вращения [зависимостей скорости вращения v_c вещества галактики от расстояния *r* до центра галактики (см. *Вращение галактик*)] для ряда галактик позволяют найти распределение массы галактики по радиусу с помощью соотношения

$$v_c^2/r = GM(r)/r^2,$$

где v_c^2/r — центробежное ускорение при круговом движении, $GM(r)/r^2$ — гравитац. ускорение, вызываемое массой $M(r)$, расположенной внутри орбиты радиуса *r*. Кривые вращения наблюдаются как оптич. методами, так и в радиодиапазоне нейтрального водорода 21 см за пределами видимой галактики. Анализ кривых вращения показывает, что в ряде галактик за пределами видимо-

го распределения звёзд существует протяжённая массивная корона невидимого вещества, в ряде случаев в десятки раз превосходящая массу светящейся составляющей (звёзды, газ, пыль и др.).

При изучении движения звёзд внутри Галактики (в окрестности Солнца) установлено, что плотность С. м. в этой области не превосходит плотности видимого вещества, но может быть сравнима с ней. Попытки обнаружения С. м. в маломассивных галактиках пока не дали определ. результатов.

В *космологии* допущение С. м. (космологич. С. м.) необходимо для того, чтобы согласовать получаемые расход. путями оценки ср. плотности вещества во Вселенной. Прямые наблюдат. оценки плотности видимого вещества ρ_v приводят к значению $\Omega_v = \rho_v/\rho_c \approx \lesssim 0{,}01-0{,}03$ (ρ_c — критич. плотность Вселенной, соответствующая границе между открытой и закрытой моделями Вселенной). По данным о хим. составе первичного вещества можно оценить плотность ρ_b барионной составляющей Вселенной, $\Omega_b \equiv \rho_b/\rho_c \lesssim 0{,}1$. Совместный анализ процессов образования наблюдаемой *крупномасштабной структуры Вселенной* и процессов образования флуктуаций темп-ры *микроволнового фонового излучения* приводит к выводу, что полная плотность Вселенной ρ_t должна быть высока, $\Omega_t \equiv \rho_t/\rho_c \approx 1$. Кроме того, гл. вклад в полную плотность должны давать частицы, не взаимодействующие с микроволновым фоновым излучением. Оценка $\Omega_t \approx 1$ хорошо согласуется с совр. моделями ранней Вселенной (см. *Раздувающаяся Вселенная*).

Теории *супергравитации*, *суперструн* и др. предсказывают существование обширной группы трудноналюдаемых частиц, часть из к-рых может входить в состав С. м. Наиб. активно обсуждается возможность связать космологич. С.м. с частицами типа *аксионов*, обладающими «эффективной» массой $m \approx 10$ МэВ, а также с нестабильными слабо взаимодействующими с веществом частицами типа нейтрино с массой $m \approx 100$ эВ и временем жизни $\tau = 10^8-10^9$ лет. Очень перспективны попытки связать свойства этих частиц с существованием трёх поколений кварков и лептонов (см. *Поколения фермионов*). С. м. галактик и скоплений галактик связана с более массивными частицами неизвестной природы.

А. Г. Дорошкевич.

СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ — гипотетич. дополнит. переменные, неизвестные в настоящее время, значения к-рых должны полностью характеризовать состояние системы и определять её будущее более полно, чем квантовомехапич. *вектор состояния*. Полагают, что с помощью С. п. от статистич. описания микрообъектов можно перейти к динамич. закономерностям, при к-рых однозначно связаны во времени сами физ. величины, а не их статистич. распределения (см. *Причинность*). С. п. обычно считаются разл. поля или координаты и импульсы более мелких, составных частей квантовых частиц. Однако после открытия кварков (составных частиц адронов) оказалось, что их поведение подчиняется квантовой механике, как и поведение самих адронов [1].

Согласно теореме фон Неймана, ни одна теория со С. п. не может воспроизвести все следствия квантовой механики, однако, как впоследствии выяснилось, доказательство Дж. фон Неймана (J. von Neumann) было основано на предположениях, вообще говоря, необязательных для любой модели С. п. [2]. Весомый аргумент в пользу существования С. п. выдвинули А. Эйнштейн (A. Einstein), Б. Подольский (B. Podolsky) и Н. Розен (N. Rosen) в 1935 (т. н. *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокс*), сущность к-рого в том, что нек-рые характеристики квантовых частиц (в частности, проекции спина) можно измерять, не подвергая частицы силовому воздействию. Новым стимулом к эксперим. проверке парадокса Эйнштейна — Подольского — Розена стали доказанные в 1951 *Белла неравенства* [2], к-рые дали возможность прямой эксперим. проверки гипотезы о С. п. *Эти* неравенства демонстрируют отличие предсказаний квантовой механики от любых теорий С. п., не допускающих существования физ. процессов, распространяющихся со сверхсветовой скоростью. Поставленные в ряде лабораторий мира эксперименты подтвердили предсказания квантовой механики о существовании более сильных корреляций между частицами, чем предсказывают любые локальные теории С. п. Согласно этим теориям, результаты эксперимента, проведённого над одной из частиц, определяются только самим этим экспериментом и не зависят от результатов эксперимента, к-рый может проводиться над другой частицей, не связанной с первой силовыми взаимодействиями.

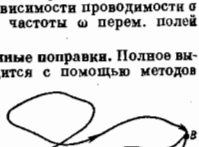
Лит.: 1) Садбери А., Квантовая механика и физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1989; 2) Гриб А. А., Неравенства Белла и экспериментальная проверка квантовых корреляций на макроскопических расстояниях, «УФН», 1984, т. 142, с. 619; 3) Спасский Б. И., Московский А. В., О нелокальности в квантовой физике, «УФН», 1984, т. 142, с. 599; 4) Бом Д., О возможности интерпретации квантовой механики на основе представлений о «скрытых» параметрах, в сб.: Вопросы причинности в квантовой механике, М., 1955, с. 34.

Г. Я. Мякишев.

СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ — совокупность явлений, обусловленных квантовой интерференцией электронов проводимости в проводниках с металлич. типом проводимости, т. е. обладающих остаточной проводимостью (см. *Металлы*). Эффекты С. л. универсальны и проявляются в любых *неупорядоченных системах* — *сильнолегированных полупроводниках*, металлич. стёклах (см. *Аморфные металлы*), системах с *двумерным электронным газом*, тонких металлич. плёнках и т. д. При темп-рах, столь низких, что сопротивление проводника определяется рассеянием электронов на случайном потенциале, создаваемом, напр., хаотически расположенными примесями (см. *Рассеяние носителей заряда*), квантовая интерференция приводит к поправкам к классич. электропроводности. Последнюю рассчитывают на основе *кинетического уравнения Больцмана*, при выводе к-рого предполагается, что между соударениями электрон движется по классич. траектории и рассеяние на разл. центрах происходит независимо. К С. л. приводит изменение скорости диффузии электронов за счёт интерференции электронных волн, многократно рассеиваемых *дефектами* кристаллич. решётки.

Происхождение термина «С. л.» объясняется тем, что интерференц. явления можно интерпретировать как предвестник андерсоновского *перехода металл — диэлектрик*, при к-ром благодаря достаточно сильному беспорядку происходит полная локализация электронных волн (см. *Андерсоновская локализация*). Вдали от перехода квантовые поправки малы по параметру λ/l, где λ — длина волны электрона, l — длина его свободного пробега. Однако во мн. случаях именно они определяют нетривиальные зависимости проводимости σ от магн. поля H, темп-ры T, частоты ω перем. полей и размерности d образца.

Квантовые интерференционные поправки. Полное вычисление поправок производится с помощью методов *квантовой теории поля*. Однако их происхождение и осн. свойства можно понять на основе следующих рассуждений. Рассмотрим проводник, в к-ром $l \gg \lambda$, и предположим, что за время t электрон, испытывая рассеяние на примесях, переходит из точки A в точку B.



При этом он может пройти по разным путям (рис.). Согласно общим принципам квантовой механики, вероятность такого процесса W определяется выражением:

$$W = \left|\sum_i A_i\right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^*. \qquad (1)$$

Здесь A_i — амплитуда вероятности движения электрона вдоль i-го пути. Первое слагаемое в (1) описывает сумму вероятностей прохождения каждого пути, а второе — интерференцию разных амплитуд. Интерференция большинства амплитуд не даёт вклад в W, т. к. их фазы пропорциональны длине траектории и при суммировании взаимно погашаются. Исключение составляют траектории с самопересечением. Каждой такой траектории можно сопоставить две амплитуды A_1 и A_2, отвечающие разл. направлениям обхода замкнутой петли. Эти две амплитуды когерентны друг другу, и поэтому их интерференцией нельзя пренебречь: $A_1A_1^* + A_2A_2^* = 2|A_i|^2$. Пренебрежение интерференцией отвечает классич. описанию (ур-ние Больцмана), а её учёт приводит к возникновению квантовых поправок.

Влияние квантовых поправок на электропроводность. Относит. величина вклада поправок в проводимость $\Delta\sigma$ (она всегда отрицательна) пропорциональна вероятности самопересечения лучевой трубки с сечением λ^{d-1} при диффузии за время τ_φ полного разрушения когерентности (сбоя фазы) из-за неупругих процессов или из-за рассеяния с переворотом спина. Оценка $\Delta\sigma$, полученная из приведённых рассуждений, по порядку величины совпадает с результатами точного расчёта и определяется выражением:

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{h}\begin{cases} L_\varphi, & d=1, \\ \ln L_\varphi/l, & d=2, \\ \text{const} - L_\varphi^{-1}, & d=3. \end{cases} \qquad (2)$$

Здесь $L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi}$, D — коэф. классич. диффузии. Из (2) видно, что $\Delta\sigma$, хотя и мала по параметру λ/l, но определяет сингулярные зависимости проводимости от темп-ры ($\tau_\varphi \propto T^{-1}$) или частоты поля (при $\omega\tau \gg 1$, τ_φ следует заменить на ω^{-1}).

Влияние неупругого рассеяния. Если доминирующим процессом сбоя фазы является неупругое рассеяние, то τ_φ растёт с понижением T и всё большее число петлеобразных участков траекторий с размерами $L \leqslant L_\varphi$ даёт вклад в $\Delta\sigma$. При этом абс. величина $\Delta\sigma$ увеличивается, а сама проводимость уменьшается согласно (2). Этим, в частности, объясняется появление минимума на температурной зависимости сопротивления металлич. плёнок и вырожденных полупроводников. Рост сопротивления при понижении T — результат совместного проявления поправок разной природы, возникающих как за счёт эффектов С. л., так и межэлектронного взаимодействия.

Во внеш. магн. поле амплитуды A_1 и A_2 приобретают дополнит. фазовый множитель $\exp(\pm i\pi\Phi/\Phi_0)$, где Φ — поток магн. поля через замкнутую петлю, $\Phi_0 \equiv \pi ch/|e|$ — квант маги. потока, $\pm$ соответствует разл. направлениям обхода петли. В результате у интерферирующих амплитуд возникает разность фаз $\Delta\varphi_H = 2\pi\Phi/\Phi_0$. Появление $\Delta\varphi_H$ приводит к разрушению когерентности и уменьшению $|\Delta\sigma|$, т. е. к увеличению проводимости. Экспериментально это явление наблюдалось в виде отрицат. *магнетосопротивления* в слабом маги. поле.

Лит.: Дорин А. Н., Хмельницкий Д. Е., Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах, «УФН», 1982, т. 136, № 3, с. 536; Altshuler B. L., Aronov A. G., Electron-electron interaction in disordered conductors, в кн.: Electron-electron interaction in disordered systems, ed. by A. L. Efros, M. Pollak, Amst., 1985; Shnerin Yu. V., Shartin D. Yu., Weak electron localization and magnetoresistance oscillations of cylindrical normal metal films, в кн.: Low temperature physics advances in science and technology in the USSR (ST), Physics Series, ed. A. S. Borovik-Romanov, MIR Publishers, Moscow, 1985, p. 240; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; Altshuler B. L. и др., Quantum effects in disordered metal films, «Sov. Sci. Rev. Sec. A: Phys. Rev.», 1987, v. 9, p. 223.

М. Е. Гершензон.

СЛА́БАЯ СВЕРХПРОВОДИ́МОСТЬ — совокупность явлений, происходящих в слабосвязанных сверхпроводящих системах (неоднородных сверхпроводящих структурах), содержащих узкие (в направлении протекания тока) области либо области, у к-рых сверхпроводимость отсутствует или сильно подавлена. Термин «С. с.» введён Ф. Андерсоном (Ph. Anderson, 1964), т. к. *критический ток* и *критическое магнитное поле* в слабосвязанных сверхпроводниках значительно меньше, чем в обычных. С. с. наблюдается в туннельных контактах [два сверхпроводника разделены тонкой (~10 Å) диэлектрич. прослойкой], контактах с прослойкой из нормального (несверхпроводящего) металла и полупроводника, сверхпроводящих мостиках с сужением, точечных контактах, гранулиров. сверхпроводниках, состоящих из большого числа джозефсоновских контактов (рис. 1).

Рис. 1. Слабосвязанные сверхпроводники различных типов: *а* — туннельный джозефсоновский контакт; *б* — точечный контакт; *в* — тонкопленочный мостик; *г* — мостик переменной толщины; *д* — плёнка из сверхпроводника с узкой полоской нормального металла; *е* — две близко расположенные плёнки, нанесённые на плёнку из нормального металла или из сильнолегированного полупроводника.

Впервые С. с. наблюдали в туннельных контактах. В таких структурах электроны могут проходить через диэлектрич. барьер (см. *Туннельный эффект*), что приводит к возникновению одночастичного туннельного тока (одночастичное туннелирование). Резкие изменения одночастичного тока, связанные с особенностями в плотности состояний сверхпроводников, проявляются на вольт-амперной характеристике (ВАХ) при напряжениях на контакте $eV = \Delta_1 + \Delta_2$ и $eV = |\Delta_1 - \Delta_2|$, где Δ_1, Δ_2 — значения сверхпроводящих щелей двух разл. сверхпроводников, образующих контакт (рис. 2).

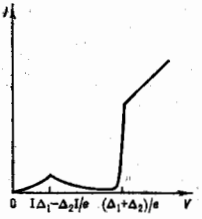


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика туннельного контакта в случае одночастичного тока.

Наиб. интерес в С. с. представляет открытое Б. Джозефсоном (B. Josephson) в 1962 протекание слабого тока без падения напряжения в туннельных контактах (сверхпроводящий ток куперовских пар, стационарный *Джозефсона эффект*). Макс. ток, к-рый может проходить через туннельный контакт, когда напряжение на нём $V = 0$, наз. критич. током контакта I_c. Полный ток через контакт $I = I_c \sin\varphi$, где φ — джозефсоновская фаза. Если к контакту прикладывается напряжение $V \neq 0$, то ток куперовских пар становится перемен-

ным и осциллирует с частотой ω, связанной с напряжением V соотношением Джозефсона $\omega = 2eV/\hbar$ (нестационарный эффект Джозефсона). Такой перем. ток приводит либо к генерации излучения на контакта, либо к появлению ступенек на ВАХ при облучении джозефсоновского контакта СВЧ-излучением.

Необычно происходит изменение критич. тока туннельного контакта I_c при приложении магн. поля H. Если ширина контакта L мала [L по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_J = c\Phi_0/8\pi^2 j_c d)^{1/2}$, где j_c — плотность критич. тока; d — толщина области, в к-рую проникает магн. поле; Φ_0 — *квант магнитного потока*], то поле H проникает в область контакта однородно, а зависимость критич. тока от приложенного магн. поля описывается ф-цией, характерной для фраунгоферовой дифракц. картины:

$$I_c(H) = I_c(0)\left|\frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0}\right|,$$

где $\Phi = HLd$. Если напряжение отлично от нуля, то в присутствии магн. поля в контакте могут распространяться волны плотности тока, скорость к-рых $v = cV/Hd$. Эти волны наблюдаются по ступеням на ВАХ [ступени Фиске (M. Fiske, 1964)] (рис. 3). Если ширина контакта $L > \lambda_J$, то магн. поле проникает в туннельный контакт неоднородно в виде джозефсоновских вихрей (нитей магн. потока, магн. поле в к-рых экспоненциально спадает на длине λ_J). Джозефсоновские вихри могут перемещаться вдоль контакта под действием тока.

Рис. 3. Типичная картина ступеней Фиске контакта Sn — SnO_x — Sn при наличии магнитного поля.

На С. с. (из-за малости критич. параметров) сильно влияют флуктуации, к-рые приводят к двум эффектам. Случайные изменения вдоль плоскости контакта джозефсоновской фазы или плотности критич. тока, связанные с локальными неоднородностями туннельного контакта (структурные флуктуации), приводят к искажению фраунгоферовой зависимости критич. тока от магн. поля. С др. стороны, на контакте может возникнуть разность потенциалов при токе, меньшем критического, связанная со случайным изменением джозефсоновской фазы во времени. Вероятность таких скачков фазы возрастает с увеличением темп-ры, но при низких темп-рах возможно макроскопич. квантовое туннелирование (существует ненулевая вероятность изменения джозефсоновской фазы со временем при $T \to 0$).

Рассмотренные эффекты могут проявляться во всех слабосвязанных системах. Кроме того, в нек-рых структурах возникают и др. явления. Так, для контактов с прослойкой из нормального металла возможна несинусоидальная зависимость джозефсоновского тока I от φ.

В структурах с непосредств. сверхпроводимостью (рис. 1, *б* — *г*), в отличие от обычного туннельного контакта, малость джозефсоновского тока определяется не слабой проницаемостью диэлектрич. барьера (для куперовских пар), а возрастанием плотности тока в области слабой связи (рис. 1, *б* — *г*) либо нарушением корреляции электронов в нормальном металле (рис. 1, *д*, *е*). В таких структурах наблюдается неравновесная С. с., обусловленная изменением ф-ции распределения электронов по энергиям. Это приводит к возрастанию критич. тока слабосвязанных систем в СВЧ-поле и к избыточному току при больших напряжениях (ВАХ системы отличается от закона Ома, $I = I_{ex} + V/R$, где I_{ex} — избыточный ток, R — сопротивление контакта в нормальном состоянии). В контактах с полупроводниковой прослойкой возможно изменение критич. параметров, связанных с изменением туннельной прозрачности барьера. На прозрачность барьера сильно влияет концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике, к-рую можно изменять как введением примесей, так и с помощью освещения образца. Кроме того, критич. ток I_c может возрастать из-за прохождения куперовских пар по «флуктуац. каналам» — областям с локально пониженным потенц. барьером, а также из-за резонансного туннелирования (резкое возрастание прозрачности барьера при прохождении куперовских пар по цепочкам периодически расположенных локализов. центров).

Разнообразие эффектов позволяет использовать С. с. как для физ. исследований (определение сверхпроводящей щели по ВАХ одночастичного тока, исследование неоднородностей и т.д.), так и для практич. применений (сверхпроводящие приёмники излучения, *скиды* и т. д.).

Лит.: Асламазов Л. Г., Губанков В. Н., Слабая сверхпроводимость, М., 1982; Барон е А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; Лихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985. *М. В. Фистуль.*

СЛА́БАЯ ФОКУСИРО́ВКА — *фокусировка частиц в ускорителе*, при к-рой за один оборот частица совершает меньше одного бетатронного (поперечного) колебания. К С. ф. относится, напр., фокусировка частиц магн. полем с пост. градиентом.

СЛА́БОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — одно из четырёх известных фундам. *взаимодействий* между элементарными частицами. С. в. значительно слабее сильного и эл.-магн. взаимодействий, но гораздо сильнее гравитационного. В 80-х гг. установлено, что слабое и эл.-магн. взаимодействия — разл. проявления единого *электрослабого взаимодействия*.

Об интенсивности взаимодействий можно судить по скорости процессов, к-рые оно вызывает. Обычно сравнивают между собой скорости процессов при энергиях $\sim$1 ГэВ, характерных для физики элементарных частиц. При таких энергиях процесс, обусловленный сильным взаимодействием, происходит за время $\sim 10^{-24}$ с, эл.-магн. процесс за время $\sim 10^{-21}$с, характерное же время процессов, происходящих за счёт С. в. (слабых процессов), гораздо больше: $\sim 10^{-10}$ с, так что в мире элементарных частиц слабые процессы протекают чрезвычайно медленно.

Другая характеристика взаимодействия — длина свободного пробега частицы в веществе. Сильно взаимодействующие частицы (адроны) можно задержать железной плитой толщиной в неск. десятков см, тогда как нейтрино, обладающее лишь С. в., проходило бы, не испытав ни одного столкновения, через железную плиту толщиной порядка миллиарда км. Ещё более слабым является гравитац. взаимодействие, сила к-рого при энергии $\sim$1 ГэВ в 10^{33} раз меньше, чем у С. в. Однако обычно роль гравитац. взаимодействия гораздо заметнее роли С. в. Это связано с тем, что гравитац. взаимодействие, как и электромагнитное, имеет бесконечно большой радиус действия; поэтому, напр., на тела, находящиеся на поверхности Земли, действует гравитац. притяжение всех атомов, из к-рых состоит Земля. Слабое же взаимодействие обладает очень малым радиусом действия: ок. $2 \cdot 10^{-16}$ см (что на три порядка меньше радиуса сильного взаимодействия). Вследствие этого, напр., С. в. между ядрами двух соседних атомов, находящихся на расстоянии 10^{-8} см, ничтожно мало, несравненно слабее не только электромагнитного, но и гравитац. взаимодействий между ними.

Однако, несмотря на малую величину и короткодействие, С. в. играет очень важную роль в природе. Так, если бы удалось «выключить» С. в., то погасло бы Солнце, поскольку был бы невозможен процесс превращения протона в нейтрон, позитрон и нейтрино, в результате к-рого четыре протона превращаются в ^{4}He, два позитрона и два нейтрино. Этот процесс служит осн. источником энергии Солнца и большинства звёзд (см. *Водородный цикл*). Процессы С. в. с испусканием нейтрино вообще исключительно важны в *ве-*

люции звёзд, т. к. обусловливают потери энергии очень горячими звёздами, во взрывах сверхновых звёзд с образованием пульсаров и т. д. Если бы не было С. в., были бы стабильны и широко распространены в обычном веществе мюоны, π-мезоны, странные и очарованные частицы, к-рые распадаются в результате С. в. Столь большая роль С. в. связана с тем, что оно не подчиняется ряду запретов, характерных для сильного и эл.-магн. взаимодействий. В частности, С. в. превращает заряженные лептоны в нейтрино, а кварки одного типа (аромата) в кварки др. типов.

Интенсивность слабых процессов быстро растёт с ростом энергии. Так, *бета-распад нейтрона*, энерговыделение в к-ром мало ($\sim$1 МэВ), длится ок. 10^3 с, что в 10^{13} раз больше, чем время жизни Λ-гиперона, энерговыделение при распаде к-рого составляет $\sim$100 МэВ. Сечение взаимодействия с нуклонами для нейтрино с энергией $\sim$100 ГэВ прибл. в миллион раз больше, чем для нейтрино с энергией $\sim$1 МэВ. По теоретич. представлениям, рост сечения продлится до энергий порядка неск. сотен ГэВ (в системе центра инерции сталкивающихся частиц). При этих энергиях и при больших передачах импульсов проявляются эффекты, связанные с существованием *промежуточных векторных бозонов* $W^{\pm}$, Z^0. На расстояниях между сталкивающимися частицами, много меньших $2\cdot10^{-16}$ см (комптоновской длины волны промежуточных бозонов), С. в. и эл.-магн. взаимодействия имеют практически одинаковую интенсивность.

Наиб. распространённый процесс, обусловленный С. в.,— *бета-распад* радиоактивных атомных ядер. В 1934 Э. Ферми (E. Fermi) построил теорию β-распада, к-рая с нек-рыми существ. модификациями легла в основу последующей теории т. н. универсального локального четырёхфермионного С. в. (взаимодействия Ферми). Согласно теории Ферми, электрон и нейтрино (точнее, антинейтрино), вылетающие из β-радиоактивного ядра, не находились в нём до этого, а возникли в момент распада. Это явление аналогично испусканию фотонов низкой энергии (видимого света) возбуждёнными атомами или фотонов высокой энергии (γ-квантов) возбуждёнными ядрами. Причиной таких процессов является взаимодействие электрич. зарядов частиц с эл.-магн. полем: движущаяся заряженная частица создаёт электромагнитный ток, к-рый возмущает эл.-магн. поле; в результате взаимодействия частица передаёт энергию квантам этого поля — фотонам. Взаимодействие фотонов с эл.-магн. током описывается выражением $ej_{\text{эм}}A$. Здесь e — элементарный электрич. заряд, являющийся константой эл.-магн. взаимодействия (см. *Константа взаимодействия*), A — оператор фотонного поля (т. е. оператор рождения и уничтожения фотона), $j_{\text{эм}}$ — оператор плотности эл.-магн. тока. (Часто в выражение для эл.-маги. тока включают также множитель e.) В $j_{\text{эм}}$ дают вклад все заряж. частицы. Напр., слагаемое, отвечающее электрону, имеет вид: $\bar{\psi}\psi$, где ψ — оператор уничтожения электрона или рождения позитрона, а $\bar{\psi}$ — оператор рождения электрона или уничтожения позитрона. [Выше для упрощения не показано, что $j_{\text{эм}}$, так же как A, является четырёхмерным вектором. Более точно, вместо $\bar{\psi}\psi$ следует писать совокупность четырёх выражений $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$, где γ_μ — *Дирака матрицы*, $\mu = 0, 1, 2, 3$. Каждое из этих выражений умножается на соответствующую компоненту четырёхмерного вектора A_μ.]

Взаимодействие $e\bar{\psi}\psi A$ описывает не только испускание и поглощение фотонов электронами и позитронами, но и такие процессы, как рождение фотонами электрон-позитронных пар (см. *Рождение пар*) или *аннигиляция* этих пар в фотоны. Обмен фотоном между двумя заряж. частицами приводит к взаимодействию их друг с другом. В результате возникает, напр., рассеяние электрона протоном, к-рое схематически изображается *Фейнмана диаграммой*, представленной на рис. 1. При переходе протона в ядре с одного уровня на другой это же взаимодействие может привести к рождению электрон-позитронной пары (рис. 2).

Теория β-распада Ферми по существу аналогична теории эл.-магн. процессов. Ферми положил в основу теории взаимодействие двух «слабых токов» (см. *Ток* в квантовой теории поля), но взаимодействующих между собой не на расстоянии путём обмена частицей — квантом поля (фотоном в случае эл.-магн. взаимодействия), а контактно. Это взаимодействие между четырьмя фермионными полями (четырьмя фермионами p, n, e и нейтрино ν) в совр. обозначениях имеет вид: $(G_F/\sqrt{2})\,\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}\cdot\bar{e}\nu$. Здесь G_F — константа Ферми, или константа слабого четырёхфермионного взаимодействия, эксперим. значение к-рой $G_F \approx 10^{-49}$ эрг·см^3 (величина G_F/hc имеет размерность квадрата длины, и в единицах $\hbar = c = 1$ константа $G_F \approx 10^{-5}/M^2$, где M — масса протона), $\bar{\mathbf{p}}$ — оператор рождения протона (уничтожения антипротона), n — оператор уничтожения нейтрона (рождения антинейтрона), $\bar{e}$ — оператор рождения электрона (уничтожения позитрона), ν — оператор уничтожения нейтрино (рождения антинейтрино). (Здесь и в дальнейшем операторы рождения и уничтожения частиц

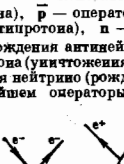


Рис. 1.

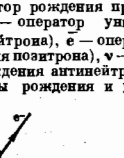


Рис. 2.

Рис. 3.

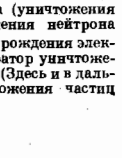


Рис. 4.

обозначены символами соответствующих частиц, набранными полужирным шрифтом.) Ток $\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}$, переводящий нейтрон в протон, получил впоследствии название нуклонного, а ток $\bar{e}\nu$ — лептонного. Ферми постулировал, что, подобно эл.-магн. току, слабые токи также являются четырёхмерными векторами: $\bar{\mathbf{p}}\gamma_\mu\mathbf{n}$, $\bar{e}\gamma_\mu\nu$. Поэтому взаимодействие Ферми инв. векторными.

Подобно рождению электрон-позитронной пары (рис. 2), β-распад нейтрона может быть описан похожей диаграммой (рис. 3) [античастицы помечены значком «тильда» ($\sim$) над символами соответствующих частиц]. Взаимодействие лептонного и нуклонного токов должно приводить и к др. процессам, напр. к реакции $\tilde{\nu} + \mathbf{p} \to e^+ + \mathbf{n}$ (рис. 4), к аннигиляции пар $\mathbf{p} + \tilde{\mathbf{n}} \to e^+ + \nu$ (рис. 5) и $\tilde{\mathbf{p}} + \mathbf{n} \to e^- + \tilde{\nu}$ и т. д.

Существ. отличием слабых токов $\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}$ и $\bar{e}\nu$ от электромагнитного является то, что слабый ток меняет заряд частиц, в то время как эл.-магн. ток не меняет: слабый ток превращает нейтрон в протон, электрон в нейтрино, а электромагнитный оставляет протон протоном, а электрон электроном. Поэтому слабые токи $\bar{\mathbf{p}}\mathbf{n}$ и $\bar{e}\nu$ наз. *заряженными токами*. Согласно такой терминологии, обычный эл.-магн. ток ее является *нейтральным током*.

Теория Ферми опиралась на результаты исследований в трёх разл. областях: 1) эксперим. исследования собственно С. в. (β-распад), приведшие к гипотезе о существовании нейтрино; 2) эксперим. исследования сильного взаимодействия (ядерные реакции), приведшие к открытию протонов и нейтронов и к пониманию того, что ядра состоят из этих частиц; 3) эксперим. и теоретич. исследования эл.-магн. взаимодействия, в результате к-рых был заложен фундамент квантовой теории поля. Дальнейшее развитие физики элементарных частиц неоднократно подтверждало плодотворную взаимозависимость исследований сильного, слабого и эл.-магн. взаимодействий.

Теория универсального четырёхфермионного С. в. отличается от теории Ферми в ряде существ. пунктов. Эти отличия, установленные за последующие годы в результате изучения элементарных частиц, сведусь к следующему.

Слабые токи, к-рые у Ферми были векторными, представляют собой сумму *векторного тока* V и *аксиального тока* A. При преобразованиях Лоренца токи V и A ведут себя одинаково, подобно обычным четырёхмерным векторам. Однако при зеркальных отражениях (*пространственной инверсии*) их поведение различно, т. к. они обладают различной пространственной *чётностью* P. В результате слабый ток не обладает определённой чётностью. Это его свойство отражает несохранение чётности в С. в. Токи V и A отличаются также *зарядовой чётностью* C.

Гипотеза о том, что С. в. не сохраняет чётность, была выдвинута Ли Цзундао (Lee Tsung-Dao) и Янг Чженьнином (Yang Chen Ning) в 1956 при теоретич. исследовании распадов *К-мезонов*; вскоре несохранение P- и C-чётностей было обнаружено экспериментально в β-распаде ядер [Ву Цзяньсун (Wu Chien-Shiung) с сотрудниками], в распаде мюона [Р. Гарвин (R. Garwin), Л. Ледерман (L. Lederman), В. Телегди (V. Telegdi), Дж. Фридман (J. Friedman) и др.] и в распадах др. частиц.

Обобщая огромный эксперим. материал, М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), Р. Фейнман (R. Feynman), Р. Маршак (R. Marshak) и Э. Сударшан (E. Sudarshan) в 1957 предложили теорию универсального С. в.— т. н. $V-A$-теорию. В формулировке, основанной на кварковой структуре адронов, эта теория заключается в том, что полный слабый заряженный ток j_w является суммой лептонных и кварковых токов, причём каждый из этих элементарных токов содержит одну и ту же комбинацию дираковских матриц: $\gamma_\mu(1+\gamma_5)$.

Как выяснилось впоследствии, заряж. лептонный ток, представленный в теории Ферми одним членом $\bar{e}\nu$, является суммой трёх слагаемых:

$$\bar{e}\nu_e+\bar{\mu}\nu_\mu+\bar{\tau}\nu_\tau,$$

причём каждый из известных заряж. лептонов (электрон, мюон и *тяжёлый лептон* τ) входит в заряж. ток со своим *нейтрино*.

Заряж. адронный ток, представленный в теории Ферми членом $\bar{p}n$, является суммой кварковых токов. К 1992 известно пять типов кварков [d, s, b с электрич. зарядом (в единицах e) $Q=-1/3$ и u, c с $Q=+2/3$], из к-рых построены все известные адроны, и предполагается существование шестого кварка (t с $Q=+2/3$). Заряженные кварковые токи, так же как и лептонные токи, обычно записывают в виде суммы трёх слагаемых:

$$\bar{u}d'+\bar{c}s'+\bar{t}b'.$$

Однако здесь d', s' и b' являются линейными комбинациями операторов d, s, b, так что кварковый заряженный ток состоит из девяти слагаемых. Каждый из токов ($\bar{e}\nu_e$, $\bar{\mu}\nu_\mu$, $\bar{\tau}\nu_\tau$, $\bar{u}d'$, $\bar{c}s'$ и $\bar{t}b'$) является суммой векторного и аксиального токов с коэффициентами, равными единице.

Коэффициенты девяти заряженных кварковых токов обычно представляют в виде матрицы 3×3, к-рая параметризуется тремя углами и фазовым множителем, характеризующим нарушение CP-*инвариантности* в слабых распадах. Эта матрица получила назв. матрицы Кобаяши — Маскавы (М. Kobayashi, T. Maskawa).

Лагранжиан С. в. заряженных токов имеет вид:

$$L_{\text{вз}}=(G_F/\sqrt{2})j_w j_w^+,$$

где j_w^+ — ток, сопряжённый $j_w(\bar{e}\nu_e\to\bar{\nu}_e e,\ \bar{d}u\to\bar{u}d$ и т. д.). Такое взаимодействие заряженных токов количественно описывает огромное число слабых процессов: лептонных ($\mu^-\to e^-+\bar{\nu}_e+\nu_\mu$; $\tau^-\to e^-+\bar{\nu}_e+\nu_\tau$, $\nu_e+e^-\to e^-+\nu_e$ и т. д.), полулептонных ($n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$, $\Lambda\to p+e^-+\bar{\nu}_e$, $K^+\to\mu^++\nu_\mu$ и т. д.) и нелептонных ($K^+\to\pi^++\pi^0$, $\Lambda\to p+\pi^-$, $D^+\to K^-+\pi^++\pi^+$ и т. д.). Многие из этих процессов были открыты после 1957. За этот период были открыты

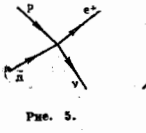


Рис. 5.

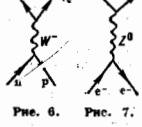


Рис. 6.

Рис. 7.

также два принципиально новых явления: нарушение CP-инвариантности и нейтральные токи.

Нарушение CP-инвариантности было обнаружено в 1964 в эксперименте Дж. Кристенсона (J. Christenson), Дж. Кронина (J. Cronin), В. Фитча (V. Fitch) и Р. Тёрли (R. Turley), к-рые наблюдали распад долгоживущих K^0-мезонов (K_L^0) на два π-мезона. Позднее нарушение CP-инвариантности наблюдалось также в полулептонных распадах K_L^0. Для выяснения природы CP-неинвариантного взаимодействия было бы крайне важным найти к.-л. CP-неинвариантный процесс в распадах или взаимодействиях др. частиц. В частности, большой интерес представляют поиски дипольного момента нейтрона (наличие к-рого означало бы нарушение инвариантности относительно *обращения времени*, а следовательно, согласно теореме CPT, и CP-инвариантности).

Существование нейтральных токов было предсказано единой теорией слабого и эл.-маги. взаимодействий, созданной в 60-х гг. Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), С. Вайнбергом (S. Weinberg), А. Саламом (A. Salam) и др. и позднее получившей назв. стандартной теории электрослабого взаимодействия. Согласно этой теории, С. в. не является контактным взаимодействием токов, а происходит путём обмена промежуточными векторными бозонами (W^+, W^-, Z^0) — массивными частицами со спином 1. При этом $W^\pm$-бозоны осуществляют взаимодействие заряж. токов (рис. 6), а Z^0-бозоны — нейтральных (рис. 7). В стандартной теории три промежуточных бозона и фотон являются квантами векторных, т. н. *калибровочных полей*, выступающими при асимптотически больших передачах четырёхмерного импульса ($q\gg m_W$, m_Z, где m_W, m_Z — массы W- и Z-бозонов в энергетич. единицах) совершенно равноправно. Нейтральные токи были обнаружены в 1973 во взаимодействии нейтрино и антинейтрино с нуклонами. Позднее были найдены процессы рассеяния мюонного нейтрино на электроне, а также эффекты несохранения чётности во взаимодействии электронов с нуклонами, обусловленные электронным нейтральным током $\bar{e}e$ (эти эффекты впервые наблюдались в опытах по несохранению чётности при атомных переходах, проведённых в Новосибирске Л. М. Барковым и М. С. Золоторёвым, а также в экспериментах по рассеянию электронов на протонах и дейтронах в США).

Взаимодействие нейтральных токов описывается соответствующим членом в лагранжиане С. в.:

$$L_{\text{нт}}=(G_F\rho/2\sqrt{2})j^0 j^0,$$

где ρ — безразмерный параметр. В стандартной теории $\rho=1$ (эксперим. значение ρ совпадает с 1 в пределах одного процента эксперим. точности и точности расчёта *радиационных поправок*). Полный слабый нейтральный ток содержит вклады всех лептонов и всех кварков:

$$j^0=\bar{\nu}_e\nu_e+\bar{\nu}_\mu\nu_\mu+\bar{\nu}_\tau\nu_\tau+\bar{e}e+\bar{\mu}\mu+\bar{\tau}\tau+$$
$$+\bar{u}u+\bar{d}d+\bar{s}s+\bar{c}c+\bar{b}b+\bar{t}t.$$

Очень важным свойством нейтральных токов является то, что они диагональны, т. е. переводят лептоны (и кварки) самих в себя, а не в др. лептоны (кварки), как в случае заряженных токов. Каждый из 12 кварковых и лептонных нейтральных токов представляет собой линейную комбинацию аксиального тока с коэф. I_3 и векторного тока с коэф. $I_3-2Q\sin^2\theta_W$, где I_3 — третья проекция т. н. слабого *изотопического спина*, Q — заряд частицы, а θ_W — *Вайнберга угол*.

Необходимость существования четырёх векторных полей промежуточных бозонов W^+, W^-, Z^0 и фотона A можно пояснить след. образом. Как известно, в эл.-маги. взаимодействии электрнч. заряд играет двойную роль: с одной стороны, он является сохраняющейся величиной, а с другой — источником эл.-магн. поля, осуществляющего взаимодействие между заряженными частицами (константа взаимодействия e). Такая роль электрич. заряда обеспечивается калибровочной симметрией, заключающейся в том, что ур-ния теории не меняются, когда волновые ф-ции заряженных частиц умножаются на произвольный фазовый множитель $\exp[(ie/\hbar c)\chi(x, y, z, t)]$, зависящий от пространственно-временной точки [локальная *симметрия U(1)*], и при этом эл.-магн. поле, являющееся калибровочным, подвергается преобразованию $A_\mu\to A_\mu+\partial\chi/\partial x^\mu$. Преобразования локальной группы $U(1)$ с одним типом заряда и одним калибровочным полем коммутируют друг с другом (такая группа наз. абелевой). Указанное свойство электрич. заряда послужило исходным пунктом для построения теорий и др. типов взаимодействий. В этих теориях сохраняющиеся величины (напр., изотопич. спин) являются одновременно источниками нек-рых калибровочных полей, переносящих взаимодействие между частицами. В случае неск. типов «зарядов» (напр., разл. проекций изотопич. спина), когда отд. преобразования не коммутируют друг с другом (неабелева группа преобразований), оказывается необходимым введение неск. калибровочных полей. (Мультиплеты калибровочных полей, отвечающих локальным неабелевым симметриям, наз. *Янга — Миллса полями*.) В частности, чтобы изотопич. спин [к-рому отвечает локальная группа $SU(2)$] выступал в качестве константы взаимодействия, необходимы три калибровочных поля с зарядами ±1 и 0. Т. к. в С. в. участвуют заряженные токи пар частиц $e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$, $d'u$ и т. д., то полагают, что эти пары являются дублетами группы слабого изоспина, т. е. группы $SU(2)$. Инвариантность теории относительно локальных преобразований группы $SU(2)$ требует, как отмечалось, существования триплета безмассовых калибровочных полей W^+, W^-, W^0, источником к-рых является слабый изоспин (константа взаимодействия g). По аналогии с сильным взаимодействием, в к-ром *гиперзаряд* Y частицы, входящей в изотопич. мультиплет, определяется ф-лой $Q=I_3+Y/2$ (где I_3 — третья проекция изоспина, а Q — электрич. заряд), наряду со слабым изоспином вводят слабый гиперзаряд. Тогда сохранению электрич. заряда и слабого изоспина отвечает сохранение слабого гиперзаряда [группа $U(1)$]. Слабый гиперзаряд является источником нейтрального калибровочного поля B^0 (константа взаимодействия g'). Две взаимно ортогональные линейные суперпозиции полей B^0 и W^0 описывают поле фотона A и поле Z-бозона:

$$A=B^0\cos\theta_W+W^0\sin\theta_W,$$
$$Z=-B^0\sin\theta_W+W^0\cos\theta_W,$$

где $\mathrm{tg}\,\theta_W=g'/g$. Именно величина угла θ_W определяет структуру нейтральных токов. Она же определяет связь между константой g, характеризующей взаимодействие $W^\pm$-бозонов со слабым током, и константой e, характеризующей взаимодействие фотона с электрич. током: $e=g\sin\theta_W$.

Для того чтобы С. в. носило короткодействующий характер, промежуточные бозоны должны быть массивными, в то время как кванты исходных калибровочных полей — $W^\pm$, W^0, B^0 — безмассовые. Согласно стандартной теории, возникновение массы у промежуточных бозонов происходит при *спонтанном нарушении симметрии* $SU(2)\times U(1)$ до $U(1)_{эм}$. При этом одна из суперпозиций полей B^0 и W^0 — фотон (A) остаётся безмассовой, а $W^\pm$- и Z-бозоны приобретают массы:

$$m_W=(1/\sin\theta_W)(\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{1/2}\approx37{,}3/\sin\theta_W\ \text{ГэВ},$$
$$m_Z=m_W/\cos\theta_W.$$

Эксперим. данные по нейтральным токам давали $\sin^2\theta_W\approx0{,}23$. Этому отвечали ожидаемые массы W- и Z-бозонов соответственно ≈80 ГэВ и ≈90 ГэВ.

Для обнаружения W- и Z-бозонов созданы спец. установки, в к-рых эти бозоны рождаются при столкновениях встречных пучков $p\bar{p}$ и e^-e^+ высокой энергии. Первая $p\bar{p}$-установка вступила в строй в 1981 в ЦЕРНе. В 1983 появились сообщения о детектировании в ЦЕРНе первых случаев рождения промежуточных векторных бозонов. В 1989 были опубликованы данные о рождении W- и Z-бозонов на американском протон-антипротонном коллайдере — Тэватроне, в Фермиевской национальной ускорительной лаборатории (FNAL). К кон. 1980-х гг. полное число W- и Z-бозонов, наблюдавшихся на протон-антипротонных коллайдерах в ЦЕРНе и FNAL, исчислялось сотнями.

В 1989 заработали электрон-позитронные коллайдеры LEP в ЦЕРНе и SLC в Стэнфордском линейном ускорительном центре (SLAC). Особенно успешной оказалась работа LEP, где к началу 1991 было зарегистрировано более полумиллиона случаев рождения и распада Z-бозонов. Изучение распадов Z-бозонов показало, что никаких других нейтрино, кроме известных ранее ν_e, ν_μ и ν_τ, в природе не существует. С высокой точностью была измерена масса Z-бозона: $m_Z=91{,}173\pm\pm0{,}020$ ГэВ (масса W-бозона известна с существенно худшей точностью: $m_W=80{,}22\pm0{,}26$ ГэВ). Изучение свойств W- и Z-бозонов подтвердило правильность основной (калибровочной) идеи стандартной теории электрослабого взаимодействия. Однако для проверки теории в полном объёме необходимо также экспериментально исследовать механизм спонтанного нарушения симметрии. В рамках стандартной теории источником спонтанного нарушения симметрии $SU(2)\times U(1)$ является специальное изодублетное скалярное поле φ, обладающее специфич. самодействием $\lambda(|\varphi|^2-\eta^2)^2$, где λ — безразмерная константа, а константа η имеет размерность массы [$\eta=(G_F\sqrt{2})^{-1/2}$]. Минимум энергии взаимодействия достигается при $|\varphi|=\eta$, и, т. о., низшее энергетич. состояние — вакуум — содержит ненулевое вакуумное значение поля φ. Если этот механизм нарушения симметрии действительно осуществляется в природе, то должны существовать элементарные скалярные бозоны — т. н. *Хиггса бозон* (кванты поля Хиггса). Стандартная теория предсказывает существование как минимум одного скалярного бозона (он должен быть нейтрален). В более сложных вариантах теории имеется неск. таких частиц, причём нек-рые из них — заряженные (при этом возможно $\rho\neq1$). В отличие от промежуточных бозонов массы хиггсовых бозонов теорией не предсказываются.

Калибровочная теория электрослабого взаимодействия перенормируема: это означает, в частности, что амплитуды слабых и эл.-маги. процессов можно вычислять по теории возмущений, причём высшие поправки малы, как в обычной квантовой электродинамике (см. *Перенормируемость*). (В отличие от этого четырёхфермионная теория С. в. неперенормируема и не является внутренне непротиворечивой теорией.)

Существуют теоретич. модели *Великого объединения*, в к-рых как группа $SU(2)\times U(1)$ электрослабого вза-

модействия, так и группа $SU(3)$ сильного взаимодействия являются подгруппами единой группы, характеризующейся единой константой калибровочного взаимодействия. В ещё более фундам. моделях эти взаимодействия объединяются с гравитационными (т. н. *суперобъединение*).

Лит.: Вуй Ц. С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; Вайнберг С., Единые теории взаимодействия элементарных частиц, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 118, в. 3, с. 505; Тейлор Дж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; На пути к единой теории поля. Сб. ст., переводы, М., 1980; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

СЛАБЫЙ ГИПЕРЗАРЯД — см. *Гиперзаряд*.

СЛАБЫЙ ИЗОСПИН — см. *Изотопический спин*.

СЛАБЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ — существование в *антиферромагнетиках* спонтанного ферромагн. момента (СФМ), величина к-рого мала по сравнению с намагниченностью подрешёток. С. ф. существует у большого числа антиферромагнетиков; наблюдался в природных кристаллах гематита (α-Fe_2O_3) задолго до того, как было открыто явление *антиферромагнетизма* [1]. Долгое время считалось, что наблюдаемый *ферромагнетизм* обусловлен примесями других, ферромагн. окислов железа, пока это явление не было обнаружено в химически чистых образцах NiF_2 [2] (см. табл.), $MnCO_3$ и $CoCO_3$ [3]. После этого были построена термодинамич. теория С. ф. в антиферромагнетиках (И. Е. Дзялошинский, 1957, [4]).

Вещества со С. ф. обнаруживают характерную магн. анизотропию. СФМ направлен либо вдоль одного выделенного кристаллографич. направления, либо в плоскости, перпендикулярной гл. оси тригональных или гексагональных кристаллов (базисная плоскость). Типичные кривые намагничивания показаны на рис. 1

Рис. 1. Зависимость молярной намагниченности $M_{мол}$ монокристалла $MnCO_3$ от внешнего поля H, приложенного вдоль тригональной оси Oz (M_z) и перпендикулярно ей (M_{xy}) при $T = 4{,}2$К.

на примере $MnCO_3$. При любом направлении магн. поля $\boldsymbol{H}$ в базисной плоскости xy возникает параллельная ему намагниченность $\boldsymbol{M}_{xy}$, к-рая зависит от H (начиная с полей ~ 1 кЭ) по закону:

$$M_{xy} = \sigma_D + \chi_{xy} H, \qquad (1)$$

где $\sigma_D = \chi_{xy} H_D$ — величина СФМ, $\chi_{x,y}$ — магн. восприимчивость в плоскости xy, H_D — эфф. поле Дзялошинского. Если вектор $\boldsymbol{H}$ направлен перпендикулярно базисной плоскости (вдоль оси Oz), то

$$M_z = \chi_\perp H. \qquad (2)$$

Величина σ_D составляет небольшую долю от намагниченности подрешёток M_n (n — номер подрешётки). Температурная зависимость σ_D (T) (рис. 2) аналогична $M_n(T)$, если в веществе при изменении T не происходит перехода из одной антиферромагн. структуры (АС) в другую. Для температурной зависимости $\chi_{xy}(T)$ характерно наличие острого максимума в *Неэля точке* ($T = T_N$) (рис. 3).

С. ф. возникает в тех антиферромагнетиках, группа *магнитной симметрии* к-рых допускает одновременно как антиферромагн., так и ферромагн. упорядочение. Найдены все пространств. и точечные группы магн. симметрии, допускающие существование С. ф. [5, 6].

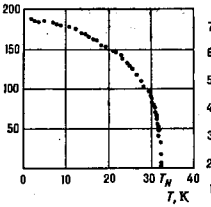


Рис. 2. Температурная зависимость σ_D для $CoCO_3$ (в единицах СГСМ на моль).

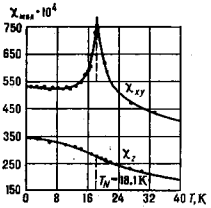


Рис. 3. Температурная зависимость молярной магнитной восприимчивости для $CoCO_3$.

Термодинамическая теория С. ф. основана на разложении термодинамич. потенциала Ф по компонентам векторов антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}$ и намагниченности $\boldsymbol{M}$, являющихся линейными комбинациями $\boldsymbol{M}_n$ (напр., в двухподрешёточном антиферромагнетике $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{M}_1 - \boldsymbol{M}_2$, $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_1 + \boldsymbol{M}_2$). Это разложение должно быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии пространственной группы кристалла. Многие группы допускают в разложении Ф существование членов вида $L_i M_k (i, k = x, y, z)$. Их наличие приводит к тому, что при установлении антиферромагн. упорядочения с $L_i \neq 0$ возникает СФМ M_k, величина к-рого может быть рассчитана из ур-ний, получающихся при минимизации Ф. В случае тригональных структур, обладающих пространственной группой D^4_{3d},

$$\Phi = \Phi_0 + (A/2)L^2 + (B/2)M^2 + (a/2)L_z^2 + (b/2)M_z^2 + d(L_x M_y - L_y M_x). \qquad (3)$$

Коэффициенты при изотропных членах (A и B), обусловленные обменным взаимодействием, во много раз больше коэффициентов при анизотропных релятивистских членах (a, b, d). Коэф. B является осн. константой обменного взаимодействия, определяющей эффективное обменное магн. поле $H_E = BL/2$. Минимизация (3) при заданном значении L^2 даёт два решения:

1) $\boldsymbol{L} \parallel Oz$ ($L_x = L_y = 0$) и $\boldsymbol{M} = 0$ — такой магн. структурой обладают $FeCO_3$ и низкотемпературная модификация α-Fe_2O_3;

2) $\boldsymbol{L} \perp Oz$ и $M_x = (d/B)L_y$, $M_y = (d/B)L_x$, $M_z = 0$. При этом возникает СФМ

$$\sigma_D = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = (d/B)L. \qquad (4)$$

Этот СФМ мал ввиду малости отношения d/B. Такой магн. структурой обладают $MnCO_3$, $CoCO_3$, $NiCO_3$ и высокотемпературная модификация α-Fe_2O_3. Если включить в потенциал член с магн. полем, то минимизация Ф приводит к ф-лам (1) и (2), в к-рых $\chi_{xy} = 1/B$, а $\chi_\perp = 1/(B + b)$.

Вектор σ_D перпендикулярен $\boldsymbol{L}$. Поэтому в веществах со С. ф. векторы намагниченности подрешёток не направлены строго антипараллельно, а отклоняются на небольшой угол $\varphi = H_D/H_E = 2d/B$ от *оси антиферромагнетизма* (рис. 4, *а*). В принципе возможен

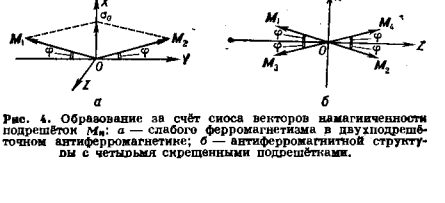


Рис. 4. Образование за счёт сноса векторов намагниченности подрешёток M_n: *а* — слабого ферромагнетизма в двухподрешёточном антиферромагнетике; *б* — антиферромагнитной структуры с четырьмя скрещенными подрешётками.

и продольный С. ф. благодаря различию величин векторов M_n строго антипараллельных подрешёток. Однако во всех известных случаях С. ф. $\sigma_D \perp L$. При перемагничивании вместе с σ_D должен менять знак и L, т. е. подрешётки должны поворачиваться на 180°.

Слагаемое $d(L_xM_y - L_yM_x)$ из (3) описывает *Дзялошинского взаимодействие*. Такого вида члены встречаются в ряде пространственных групп тригональных, тетрагональных и гексагональных сингоний. В нек-рых группах тетрагональных сингоний С. ф. описывается членом вида $d(L_xM_y + L_yM_x)$, а в ромбич. сингониях — членом вида $d_1L_iM_k + d_2L_kM_i$. В моноклинных сингониях подобная сумма содержит четыре члена. В большинстве групп гексагональной и кубической сингоний С. ф. описывается членами шестого и четвёртого порядка по L_iM_k [5].

Для антиферромагнетиков с четырьмя и более подрешётками существует неск. векторов L, описывающих разл. антиферромагн. структуры АС. Поэтому в выражение для потенциала Ф могут входить члены типа $L_{2i}L_{ok}$ (p, q — номера АС), к-рые приводят к возникновению АС со скрещенными подрешётками, не обладающих С. ф. (рис. 4, *б*).

В микроскопической теории С. ф. рассматривают самый общий вид *спинового гамильтониана*, удовлетворяющий симметрии данного кристалла:

$$\mathcal{H} = \sum_{\alpha,\beta,i,k} J^{\alpha\beta}_{ik} S_{\alpha i} S_{\beta k} + \sum_{\alpha,i} A^{\alpha}_{i} S^{2}_{\alpha i}. \qquad (5)$$

Здесь $S_{\alpha i}$, $S_{\beta k}$ — операторы компонент спинов магн. ионов, расположенных в узлах α и β; $J^{\alpha\beta}_{ik}$ — тензор, описывающий их взаимодействие; A^{α}_{i} — константа одноионной анизотропии. Первый член содержит как обычную изотропную часть ($i = k$), к-рая описывает обменное взаимодействие, так и анизотропную часть ($i \neq k$). Последняя описывает анизотропию, обусловленную межионным взаимодействием, а также С. ф. Ответственная за С. ф. часть гамильтониана может быть представлена в виде $d^{\alpha\beta}$ $[S_\alpha S_\beta]$. Вектор Дзялошинского $d^{\alpha\beta}$ соответствует константе d в разложении (3). В рассмотренных выше тригональных кристаллах $d^{\alpha\beta}$ направлен параллельно оси Oz ($d = d^{\alpha\beta}_{z}$).

Второй член описывает одноионную анизотропию, и обычно коэф. A^{α}_{i} не зависят от номера узла. Однако в нек-рых тетрагональных кристаллах оси симметрии в двух эквивалентных узлах элементарной ячейки повёрнуты на 90° и соответственно $A^{1}_{x} = -A^{2}_{y} = -A^{1}_{y} = A^{2}_{x}$. В этом случае С. ф. обусловлен не анизотропным обменом, а одноионной анизотропией.

Фазовые переходы. В отличие от обычных антиферромагнетиков, в антиферромагнетиках со С. ф. при $T > T_N$ магн. поле вызывает антиферромагн. упорядочение с вектором L, перпендикулярным приложенному полю. Подобно ферромагнетикам у антиферромагнетиков со С. ф. в магн. поле (параллельном С. ф. моменту) нет различия в магн. симметрии при темп-рах выше и ниже критической [9]. С этим обстоятельством связано возникновение показанного на рис. 3 пика магн. восприимчивости.

В кристаллах, у к-рых симметрия допускает существование С. ф., наблюдаются специфич. *магнитные фазовые переходы*. Во-первых, переходы, обусловленные изменением с темп-рой соотношения констант магн. анизотропии, приводящие к повороту L от одного кристаллографич. направления к другому. В результате такого поворота антиферромагнетик может переходить из состояния со С. ф. в чисто антиферромагн. состояние (переход Морина в α-Fe_2O_3) или в состояние, где С. ф. сохраняется, но происходит соответствующий поворот вектора СФМ. Подобные *ориентационные фазовые переходы* в нек-рых ортоферритах и ортохромитах происходит постепенно, и процесс переориентации ограничен сверху и снизу по темп-ре двумя фазовыми переходами 2-го рода [7]. Во-вторых, наблюдаются фазовые переходы из чисто антиферромагн. состояния в состояние со С. ф. под действием магн. поля. Такие переходы происходят в легкоосных антиферромагнетиках, если H приложено перпендикулярно лёгкой оси. Маги. поле вызывает поворот вектора L в плоскости, перпендикулярной H, и возникновение СФМ вдоль H. В четырёхподрешёточных антиферромагнетиках возможен индуцированный маги. полем переход 1-го рода в состояние со С. ф., сопровождающийся перестройкой АС.

В веществах, симметрия к-рых допускает существование С. ф., но анизотропия такова, что вещество переходит в чисто антиферромагн. состояние, в области вблизи T_N могут наблюдаться аномалии в температурной зависимости восприимчивости, аналогичные показанной на рис. 3.

Свойства некоторых антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом

Соединения	Кристаллич. структура	T_N, К	H_E, кЭ	H_D, кЭ	$\varphi = H_D/H_E$
α-Fe_2O_3	тригональная	950	8700	1,9	0,001
$NiCO_3$	—»—	25	240	90	0,37
NiF_2	тетрагональная	73	280	1,8	0,006
$ErFeO_3$	ромбическая	638	—	—	0,009

Лит.: 1) Smith I., The magnetic properties of hematite, «Phys. Rev.», 1916, v. 8, p. 721; 2) Matarrese L. M., Stout J. W., Magnetic anisotropy of NiF_2, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 1792; 3) Боровик-Романов А. С., Орлова М. П., Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 579; 4) Дзялошинский И. Е., Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 1547; 5) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 6) Birss R., Symmetry and magnetism, Amst., 1964; 7) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 8) Moriya T., Weak ferromagnetism, в кн.: Magnetism, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1, N. Y.—L., 1963; 9) Боровик-Романов А. С., Лекции по низкотемпературному магнетизму, Новосиб., 1976.

А. С. Боровик-Романов.

СЛЕД (шпур) матрицы — сумма элементов гл. диагонали квадратной *матрицы*. Обозначается $\mathrm{Tr}A$ или $\mathrm{Sp}A$. С. матрицы $A = \| a_{ij} \|$ порядка n есть $\mathrm{Tr}A = \sum_{i=1}^{n} a_{ii}$.

Свойства С.: $\mathrm{Tr}(A + B) = \mathrm{Tr}A + \mathrm{Tr}B$, $\mathrm{Tr}(\alpha A) = \alpha \mathrm{Tr}A$, $\mathrm{Tr}A' = \mathrm{Tr}A$, $\mathrm{Tr}(AB) = \mathrm{Tr}(BA)$, $\mathrm{Tr}(A \times B) = \mathrm{Tr}A\,\mathrm{Tr}B$, $\mathrm{Tr}(A^+) = (\mathrm{Tr}A)^*$. С. A равен сумме всех собств. значений матрицы A, причём каждое собств. значение считается столько раз, какова его алгебраич. кратность.

С. И. Азаков.

СЛОЖЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ЗАКОН — определяет связь между значениями скорости материальной точки по отношению к разл. *системам отсчёта*, движущимся друг относительно друга. В нерелятивистской физике, когда рассматриваются скорости, малые по сравнению со скоростью света c, справедлив закон сложения скоростей Галилея:

$$\boldsymbol{u}' = \boldsymbol{u} - \boldsymbol{v}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{u}$ и $\boldsymbol{u}'$ — скорости частицы в двух *инерциальных системах отсчёта* K и K' соответственно (система K' движется относительно K со скоростью $\boldsymbol{v}$). Если скорости движения близки к c, то ф-ла (1) неприменима и справедлив С. с. з. частной (специальной) *относительности теории*:

$$u'_{\parallel} = \frac{u_{\parallel} - v}{1 - u_{\parallel} v/c^2}, \quad u'_{\perp} = \frac{u_{\perp}\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - u_{\parallel} v/c^2}, \qquad (2)$$

где $u_{\parallel}(u'_{\parallel})$ и $u_{\perp}(u'_{\perp})$ — проекции скорости частицы в системе отсчёта $K(K')$ на направления параллельное и

перпендикулярное к v. В пределе $|u|/c \equiv u/c \ll 1$ и $|v|/c \equiv v/c \ll 1$ ф-лы (2) переходят в (1). В случае, когда скорости u и v параллельны, (2) переписывается в виде

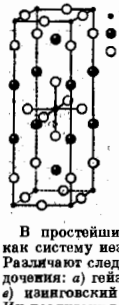
$$u' = \frac{u-v}{1-uv/c^2}. \qquad (3)$$

Из ф-лы (3), в частности, следует, что если $u = c$, то и $u' = c$ независимо от v, т. е. абс. величина скорости света не зависит от движения системы отсчёта. Тот же вывод справедлив, разумеется, и при произвольном направлении скоростей, когда надо пользоваться ф-лой (2).

В случае неравномерных относит. движений двух систем отсчёта, а также при наличии *тяготения* (т. е. в случае общей теории относительности) все приведённые соотношения справедливы в локально сопутствующих инерциальных системах отсчёта $\bar{K}$ и $\bar{K}'$, т. е. в таких бесконечно малых системах отсчёта, к-рые в данный момент и в данном месте неподвижны относительно рассматриваемых систем K и K', соответственно и в к-рых в этот момент нет сил ускорения и нет вращения и деформаций, т. е. они локально инерциальны.

Лит. см. при ст. *Относительности теория*. *И. Д. Новиков.*

СЛОИСТЫЕ МАГНЕТИКИ — кристаллич. вещества, в к-рых обменное взаимодействие внутри слоёв (плоскостей), содержащих магн. ионы, существенно превышает межплоскостные обменные взаимодействия (энергии взаимодействий соответственно J_E и J'). Малость межплоскостных взаимодействий обычно вызвана относит. удалённостью магн. плоскостей друг от друга, а также типом магн. упорядочения. Так, в K_2NiF_4, кристаллич. решётка к-рого показана на рис., антиферромагн. обмен внутри плоскости и относительное расположение магн. слоёв приводят к ослаблению межплоскостного магн. взаимодействия.



Кристаллическая структура соединения K_2NiF_4.

В простейших моделях С. м. можно рассматривать как систему независимых двумерных ($2D$-)магнетиков. Различают след. типы внутриплоскостного магн. упорядочения: *а*) гейзенберговский, *б*) $x - y$, или планарный, *в*) цанигровский (см. *Двумерные решёточные модели*). Их реализация зависит от характера энергии спиновой *магнитной анизотропии*. В случае *а*) эта энергия пренебрежимо мала, случаи *б*) и *в*) соответствуют т. н. анизотропии типа «лёгкая плоскость» и «лёгкая ось». Типичными для случая *а*) являются вещества, в к-рых магн. подрешётки составлены из ионов Mn^{2+} или Fe^{3+}. По *Хунда правилу* орбитальный момент обоих ионов $L = 0$, а анизотропия, вызываемая эффектами *внутрикристаллического поля*, отсутствует. Те же эффекты отсутствуют и для магн. ионов Cu^{2+}, имеющих *спин* $S = 1/2$. Единств. источник анизотропии в этих веществах — слабое магн. *диполь-дипольное взаимодействие*. Типичными для случая *б*) являются магн. ионы Ni^{2+} и Fe^{2+}, а для случая *в*) — ионы Co^{2+}.

В 2d-гейзенберговских магнетиках (см. *Гейзенберга модель*) магн. упорядочение отсутствует при отличной от нуля темп-ре [1]. В 2d-планарных магнетиках также отсутствует спонтанная намагниченность, но существует низкотемпературная магн. фаза, характеризующаяся «магнитной жёсткостью» [2] и испытывающая фазовый переход Березинского — Костерлица — Таулеса [3] в разупорядоченное состояние (см. *Магнитный фазовый переход*). В $2D$-изинговских магнетиках при низких темп-рах спонтанная намагниченность отлична от нуля, т. е. они упорядочены (см. *Изинга модель*).

В случаях *а*) и *б*) учёт слабых внеш. (по отношению к внутриплоскостному взаимодействию) полей приводит к сильному нелинейному отклику системы. В качестве таких полей можно рассматривать слабые межплоскостные взаимодействия [4]. В изинговских магнетиках эти взаимодействия оказываются существенными в малой окрестности ΔT темп-ры T_c фазового перехода [5]:

$$\Delta T \sim T_c (J'/J_E)^{8/7},$$

где крит. флуктуации (см. *Критические явления*) становятся трёхмерными.

Примером изинговского магнетика может служить CeSb. Для него характерно ферромагн. изинговское упорядочение в плоскостях с перпендикулярным к плоскостям направлением намагниченности. Слабый обмен между ближайшими и следующими за ближайшими магн. слоями обусловливает сложную периодич. магн. структуру. Фазовая диаграмма «температура T — магн. поле H» CeSb насчитывает 14 разл. магнитоупорядоченных структур [6], периодичность к-рых достигает 13 периодов решётки (см. *Магнитная атомная структура*).

К слоистым планарным магнетикам относится $(C_nH_{2n+1}NH_3)_2CuCl_4$ ($n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 10$) [7]. Внутриплоскостное обменное взаимодействие приводит к ферромагн. упорядочению. Благодаря слабой анизотропии этого взаимодействия такие магнетики оказываются планарными. Отношение энергии анизотропии J_A к энергии внутриплоскостного обменного взаимодействия J_E составляет по порядку 10^{-4}—10^{-3}. Межплоскостные взаимодействия в несколько раз меньше поля анизотропии ($J' < J_A$) и в соединении $(CH_3NH_3)_2CuCl_4$ имеют ферромагн. характер, а в остальных соединениях этого типа — антиферромагнитный.

В сравнительно широкой области полей (до 1000 Э) ферромагнетик K_2CuF_4 [8] с кристаллич. структурой, аналогичной K_2NiF_4 (отношение взаимодействий: $J':J_A:J_E \sim 10^{-3}:10^{-2}:1$), ведёт себя как планарный.

Особо следует выделить *интеркалированные соединения*. Процесс интеркалирования графита позволяет приготовлять С. м. с хорошо выдержанной периодичностью в расположении магн. ионов и с варьируемым значением межплоскостной связи. Впервые в таких соединениях с внедрёнными $CoCl_2$ была найдена существенно нелинейная зависимость намагниченности M от магн. поля H [9]: $M \propto \ln H$, что характерно для поведения 2d-гейзенберговских магнетиков.

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; 3) Kosterlitz J. M., Thouless D. I., Ordering metastability and phase transition in two-dimensional systems, «J. Phys.», 1973, v. C6, p. 1181; 4) Покровский В. Л., Уймин Г. В., Магнитные свойства плоских и слоистых систем, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 1691; 5) Onsager L., Crystal statistics. I. A two-dimensional model with an order-disorder transition, «Phys. Rev.», 1944, v. 65, p. 117; 6) Rossat-Mignod J. и др., Magnetic properties of cerium monopnictides, «J. Magn. and Magn. Mater.», 1983, v. 31—34, p. 398; 7) De Jongh L. J., van Amstel W. D., Miedema A. R., Magnetic measurements on $(C_nH_{2n+1}NH_3)_2CuCl_4$: ferromagnetic layers coupled by a very weak antiferromagnetic interaction, «Physica», 1972, v. 58, p. 277; 8) Hirkawa K., Ubukoshi K., Magnetization measurements of two-dimensional planar ferromagnet K_2CuF_4, «J. Phys. Soc. Japan», 1981, v. 50, p. 1909; 9) Каримов Ю. С., Исследование неупорядоченного состояния двумерных ферромагнетиков, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 261. *Г. В. Уймин.*

СЛУХ — способность человека и большинства животных воспринимать продольные звуковые колебания окружающей среды (обычно воздуха или воды). Частотная граница С. со стороны НЧ составляет обычно 10—20 Гц; ВЧ-граница С. сильно различается у разных животных: многие рыбы, земноводные и пресмыкающиеся не воспринимают сигналы частотой выше 1,0—2,0 кГц, в то время как верх. частотная граница С. у летучих мышей превышает 100 кГц, а у дельфинов достигает 200 кГц; приближается к 100 кГц верх. частотная граница С. нек-рых насекомых. У человека

частотный диапазон С. в молодости ограничен 20—25 кГц, с возрастом эта граница постепенно снижается. По сравнению с др. млекопитающими С. человека и высших обезьян отличается сравнительно узким частотным диапазоном; однако у человека очень хорошо развита способность отмечать изменения частоты: в диапазоне частот 1,0—2,0 кГц люди с тренированным слухом могут обнаружить различия в неск. Гц, т. е. в десятые доли процента.

Динамич. диапазон С. человека принято считать от абс. порога слышимости (ок. $2 \cdot 10^{-5}$ Па на частотах 1,0—3,0 кГц) до порога болевого ощущения (ок. 20 Па на тех же частотах). Т. о., мощность сигналов на границах динамич. диапазона различается в 10^{12} раз, т. е. на 120 дБ. У многих животных динамич. диапазон С. столь же велик. Внутри своего динамич. диапазона С. человек способен заметить изменение амплитуды (звукового давления) всего в неск. процентов; не хуже дифференциальная чувствительность к изменениям амплитуды у мн. животных, напр. у рыб.

С помощью С. определяется направление на источник звука. При этом *бинауральный эффект* позволяет локализовать источник в горизонтальной плоскости с точностью ок. 1°. Для ориентировочной локализации звука по вертикали используются слабые частотные различия приходящих с разных направлений сигналов, что связано с особенностями отражения звука от ушной раковины. Важными качествами слуховых ощущений являются *высота звука*, определяемая с его спектральным составом и периодичностью, и *громкость звука*, сопоставляемая чаще всего с его энергией, интегрируемой за время 50—150 мс.

Наиб. удивительным свойством С., связанным с функционированием целостного мозга, является способность к практически мгновенной классификации сложных звуков по трудно формализуемым признакам, таким, напр., как интонация речи, особенности произношения определённым диктором и т. д. Способность к тонкому анализу звуковых сигналов С. сохраняет и в условиях *маскировки звука*, когда полезный сигнал сопровождается звуковыми помехами. Слуховую систему можно условно разделить на периферическую и центральную. Периферич. часть включает наружное, среднее и внутреннее ухо. Два первых отдела служат для концентрации звуковой энергии, осуществления акустико-механич. преобразования и передачи механич. колебаний в жидкую среду внутр. уха. В специализиров. слуховых отделах внутр. уха происходит частотный анализ механич. колебаний, их преобразование в аналоговые электрич. потенциалы рецепторных волосковых клеток, а затем — в импульсную активность волокон слухового нерва. Частотный анализ в слуховом отделе внутр. уха млекопитающих, наз. улиткой, осуществляется на эластичной базилярной мембране с непрерывно меняющейся по длине упругостью и массой. Добротность анализатора резко усиливается вследствие существования активных механизмов положит. обратной связи, обусловленных, по-видимому, вторичным электромеханич. преобразованием сигнала наружными волосковыми клетками, способными к изменению своей конфигурации. В отличие от наружных, внутр. волосковые клетки выполняют истинно рецепторные ф-ции, осуществляя только механоэлектрич. преобразование сигнала и выделение неизвестного ещё вещества — переносчика, приводящего к возбуждению волокон слухового нерва. Со слухового нерва начинается центр. часть слуховой системы, где вся информация о звуке представляется в виде частотно-импульсного кода нейтронной импульсации. Отделы головного мозга, производящие обработку звукового сигнала, составляют т. н. слуховой путь, состоящий у млекопитающих из последовательно расположенных групп ядер: кохлеарные ядра, ядра верх. оливы, ядра боковой петли, ядра задних холмов, медиальное коленчатое тело, слуховые зоны коры головного мозга. Нейроны каждого из этих отделов или уровней слухового пути обеспечивают описание звукового сигнала по набору признаков: спектральным особенностям, особенностям временны́х изменений, наличию модуляций, наличию задержанных копий (эхо) и т. д. Эта обработка сигнала обеспечивает др. отделы головного мозга необходимой информацией для осуществления классификации звука, формирования слухового ощущения и принятия решения об ответной реакции организма. Процессы обработки сигналов в слуховом нейронном пути специфичны у разных видов животных.

При изучении С. используют методы психологич. и *физиологической акустики*. Методы первой из этих дисциплин применяются гл. обр. по отношению к человеку и позволяют определять разнообразные слуховые пороги, а также оценивать и сравнивать такие качества слуховых ощущений, как высота и громкость. При работе с животными используют поведенческие методы, основанные обычно на условных рефлексах и также позволяющие оценивать как абсолютные, так и дифференциальные пороги С.

Физиологич. акустика, изучающая последовательные этапы преобразования звукового сигнала на разных уровнях слуховой системы, пользуется разнообразными методами. Так, колебания базилярной мембраны исследуют, используя *Мёссбауэра эффект* или лазерную интерферометрию; при анализе характеристик импульсной активности одиночных нейронов широко применяют физ. и матем. методы анализа случайных процессов.

Особое место в исследовании С. занимают методы матем. и физ. моделирования. Широко используется моделирование периферич. слуховой обработки, прежде всего фильтрации сигнала в улитке внутр. уха. Исследования С. имеют важное практич. значение для диагностики и лечения нарушений С., к-рыми страдает, по ориентировочной оценке, 4—6% взрослого населения планеты. Второе важное практич. применение работ по изучению С.— разработка на бионической основе систем анализа и классификации сложных звуковых сигналов, прежде всего речи.

Лит.: Гельфанд С., Слух. Введение в психологическую и физиологическую акустику, пер. с англ., М., 1984; Бибиков Н. Г., Описание признаков звука нейронами слуховой системы наземных позвоночных, М., 1987. *Н. Г. Бибиков.*

СЛУЧАЙНАЯ ВЕЛИЧИНА — одно из осн. понятий теории вероятностей; величина, значения к-рой зависят от случая, причём определены вероятности всех её значений. Примерами являются число выпадений решки при 10-кратном случайном бросании монеты или расстояние, на к-рое случайно движущаяся броуновская частица отошла от своего начального положения за время t.

В *вероятностей теории* для описания случайного явления принята след. схема: вводится подходящее «вероятностное» пространство (пространство элементарных событий) Ω — множество всех «мыслимых» случаев — реализаций этого явления, и каждому подмножеству $A \subset \Omega$ этих случаев (событию) приписывается неотрицательное число $P(A)$ — *вероятность* события A. Так, в случае 10 независимых бросаний монеты вероятностное пространство состоит из 2^{10} последовательностей $\omega = (\alpha_1, \ldots, \alpha_{10})$, где каждое α_i — герб или решка (исход i-го бросания монеты), $i = 1, \ldots, 10$; вероятность каждого события $A = \{\omega_1, \ldots, \omega_N\}$, состоящего из N разл. последовательностей ω_k, $P(A) = N \cdot 2^{-10}$. Вероятностное пространство, описывающее броуновское движение частицы, состоит из всех мыслимых траекторий этого движения; правило, по к-рому вводятся вероятности событий $P(A)$ из этого пространства, довольно сложно (см., напр., [3]).

Теперь можно более строго определить С. в. $\xi = \xi(\omega)$, $\omega \in \Omega$ как числовую ф-цию на вероятностном пространстве Ω. В наиб. простом случае, когда ξ принимает лишь дискретное множество (конечное или счётное) значений $x_1, \ldots, x_n, \ldots$, набор вероятностей

$$p_k = P\{\omega : \xi(\omega) = x_k\}, \quad k = 1, 2, \ldots, n,$$

наз. распределением вероятностей значений С. в. (или, короче, распределением ξ). В случае, когда ξ принимает значения из произвольного «непрерывного» числового множества (так, что вероятность каждого отд. значения $\xi(\omega)$, как правило, равна нулю), распределение ξ задаётся с помощью т. н. функции распределения

$$F_\xi(x)=P\{\omega:\xi(\omega)\leqslant x\},\quad -\infty<x<\infty.$$

При этом в случае дискретного множества значений

$$F_\xi(x)=\sum_{k:x_k\leqslant x} p_k.$$

Если рассматривается одновременно неск. С. в. $\xi_1,\dots,\xi_s$ (напр., число всех решек в последовательности $\omega=(\alpha_1,\dots,\alpha_{10})$ и число двух последовательных выпадений решки, три координаты $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ броуновской частицы в момент времени t), то вводят их совместную ф-цию распределения

$$F_{\xi_1,\dots,\xi_s}(x_1,\dots,x_s)=P\{\omega:\xi_1(\omega)\leqslant x_1,\dots,\xi_s(\omega)\leqslant x_s\}.$$

С. в. $\xi_1,\dots,\xi_s$ наз. независимыми, когда эта ф-ция распадается на произведение вероятностей отд. С. в.

Ср. значение (матем. ожидание) $\langle\xi\rangle$ С. в., принимающей значения из дискретного множества чисел $x_1,\dots,x_n$, определяется ф-лой

$$\langle\xi\rangle=\sum_k x_k p_k.$$

В общем случае, когда С. в. принимает «непрерывное» множество значений, полагают

$$\langle\xi\rangle=\int_{-\infty}^{\infty} x\,dF_\xi(x),$$

где $\int\cdot\,dF_\xi^*(x)$ — т. н. интеграл Стилтьеса (см. [1]). Дисперсия $D\xi$ С. в. определяется как

$$D\xi=\langle(\xi-\langle\xi\rangle)^2\rangle.$$

Осн. рабочий (неформальный) принцип теории вероятностей состоит в том, что все сведения о «статистич. свойствах» С. в. можно целиком извлечь из её ф-ции распределения (а в случае неск. С. в.— из их совместной ф-ции распределения), не обращаясь к деталям явной зависимости $\xi(\omega)$ от случая $\omega\in\Omega$.

Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; 2) Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т. 1, пер. с англ., [3 изд.], М., 1984; 3) Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. *Р. А. Минлос.*

СЛУЧАЙНАЯ ФУНКЦИЯ на множестве T — семейство *случайных величин* $\{\xi_t,\ t\in T\}$, помеченных элементами множества T (наз. областью определения С. ф.) и заданных на одном и том же вероятностном пространстве Ω: $\xi_t=\{\xi_t(\omega),\ \omega\in\Omega\}$. Напр., при n-кратном бросании монеты, когда пространство Ω состоит из 2^n последовательностей $\omega=(\alpha_1,\dots,\alpha_n)$, где $\alpha_k=0$ или 1 [выпадение решки (0) или герба (1) при k-м бросании], можно ввести С. ф. $\{\xi_k,\ k=1,\dots,n\}$ с областью определения $T=\{1,2,\dots,n\}$, где $\xi_k=\alpha_k$ — k-я координата в последовательности ω; при броуновском движении частицы в течение промежутка времени $T=[0,t_0]$, когда пространство Ω образовано всеми возможными её траекториями

$$\omega=\{r(t)=(x(t),y(t),z(t))\in R^3,\ 0\leqslant t\leqslant t_0\},$$

в качестве С. ф. можно выбрать семейство $\{\xi_t^x,\ t\in T\}$ значений абсцисс $x(t)$ точек $r(t)$ во все моменты времени t: $\xi_t^x(\omega)=x(t)$.

В случаях, когда область определения T совпадает с числовой осью (или отрезком числовой оси), множеством целых чисел, многомерным пространством R^ν ($\nu>1$) или областью в нём, С. ф. называют соответственно *случайным процессом*, случайной последовательностью (или временным рядом), *случайным полем*. Числовую ф-цию $\{\xi(t),\ t\in T\}$ на множестве T, получающуюся при фиксировании к.-л. случая $\omega=\omega_0\in\Omega:\xi(t)=\xi_t(\omega_0)$, называют реализацией С. ф. (или её выборочной функцией).

Для любого конечного набора элементов $t_1,\dots,t_n\in T$ определена совместная ф-ция распределения вероятностей значений набора случайных величин $\xi_{t_1},\dots,\xi_{t_n}$:

$$F_{t_1,\dots,t_n}(x_1,\dots,x_n)=P\{\omega:\xi_{t_1}(\omega)\leqslant x_1,\dots,\xi_{t_n}(\omega)\leqslant x_n\}.$$

Совокупность всех таких ф-ций $\{F_{t_1,\dots,t_n}\}$ для всевозможных наборов $(t_1,\dots,t_n\in T,\ n=1,2,\dots)$ элементов из T наз. семейством конечномерных распределений С. ф. $\{\xi_t,\ t\in T\}$. Считается, что вся информация о стохастич. свойствах С. ф. целиком заключена в семействе её конечномерных распределений, т. е. две разл. С. ф. $\{\xi_t^{(1)},\ t\in T\}$ и $\{\xi_t^{(2)},\ t\in T\}$ (заданные на одном и том же или на разных вероятностных пространствах), у к-рых семейства конечномерных распределений совпадают для всех наборов $\{t_1,\dots,t_n\}$ и значений $\{x_1,\dots,x_n\}$, с вероятностной точки зрения эквивалентны.

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. *Р. А. Минлос.*

СЛУЧАЙНОЕ ВЫРОЖДЕНИЕ — *вырождение*, не связанное со свойствами симметрии квантовой системы и получающееся вследствие совпадения значений энергии для двух различных её квантовых состояний. Так, для сложных атомов могут случайно совпадать энергии уровней, принадлежащих разл. последовательностям электронных уровней энергии. Для колебат. состояний молекул возможны совпадения удвоенной частоты собств. колебаний с частотой др. собств. колебания, что приводит к С. в. колебат. уровней.

Лит. см. при ст. *Вырождение.*

СЛУЧАЙНОЕ ПОЛЕ — случайная ф-ция $\xi(Q)$ неск. непрерывных переменных (параметров) $Q=(\alpha,\beta,\gamma,\dots)$, т. е. такая ф-ция, реализации к-рой подчиняются вероятностным законам, задающим значение ф-ции в каждой точке пространства и взаимосвязь значений в соседних точках. Число независимых переменных фиксирует размерность пространства, на к-ром задано С. п. Если одним из параметров является время t, то говорят о переменном С. п. в пространстве, размерность к-рого определяется числом остальных параметров. Напр., $\xi(Q)=\xi(t,\boldsymbol{r})$ — переменное С. п. в трёхмерном пространстве (x,y,z), наз. также пространственно-временным С. п. Такие С. п. чаще всего встречаются в физике.

С. п. используют при вероятностном описании флуктуац. явлений в *системах с распределёнными параметрами*, в частности при описании флуктуаций плотности, темп-ры, диэлектрич. проницаемости и др. параметров разл. сред, при исследовании флуктуаций эл.-магн. и звуковых волн, распространяющихся в случайно-неоднородных средах, в задачах пространственно-временно́го приёма и обработки сигналов на фоне шумов и помех, при описании полей шумов и помех разл. происхождения, при вероятностной трактовке пек-рых результатов квантовой теории и т. д.

С. п., описываемое N ф-циями $\xi^{(i)}(Q)$, $i=1,2,\dots,N$, наз. N-мерным. Компоненты $\xi^{(i)}(Q)$ в общем случае имеют разл. физ. природу (напр., совокупность давления, плотности и трёх компонент скорости), особый интерес представляет случай, когда величины $\xi^{(i)}(Q)$ имеют одинаковую размерность и преобразуются как компоненты вектора (тензора) при преобразованиях системы координат. В этом случае говорят о векторном (тензорном) С. п.

Основные понятия. Для С. п. используют те же способы задания и статистич. описания, что и для *случай-*

ных процессов, нужно только вместо одной переменной t всюду подразумевать совокупность параметров Q. В частности, на С. п. обобщаются n-точечная плотность вероятности

$$w_n(\xi_1,Q_1;\ldots;\xi_n,Q_n)d\xi_1\ldots d\xi_n=P\{\xi_\nu\leqslant\xi(Q_\nu)\leqslant\xi_\nu+d\xi_\nu,\ \nu=1,\ldots,n\},$$

к-рая должна удовлетворять условиям неотрицательности, согласованности и нормировки, а также связанная с ней преобразованием Фурье n-мерная *характеристическая функция*

$$\Phi_n(v_1,\ldots,v_n,Q_1,\ldots,Q_n)=\left\langle\exp\left(i\sum_{l=1}^{n}\xi_l v_l\right)\right\rangle=$$

$$=\int\ldots\int w_n(\xi_1,Q_1;\ldots;\xi_n,Q_n)\cdot\exp\left(i\sum_{l=1}^{n}\xi_l v_l\right)d\xi_1\ldots d\xi_n.$$

В теории С. п. используют функциональные методы, при этом вводят функционал плотности вероятности, являющийся континуальным обобщением w_n, либо характеристич. функционал

$$\Phi[v]=\langle\exp[i\int\xi(Q)v(Q)dQ]\rangle.$$

Моментные (M) и кумулянтные (K) ф-ции выражаются через характеристич. функционал при помощи функциональных (вариационных) производных:

$$M_n(Q_1,\ldots,Q_n)=i^{-n}\frac{\delta^n\Phi[v]}{\delta v(Q_1)\ldots\delta v(Q_n)}\Big|_{v=0},$$

$$K_n(Q_1,\ldots,Q_n)=i^{-n}\frac{\delta^n\ln\Phi[v]}{\delta v(Q_1)\ldots\delta v(Q_n)}\Big|_{v=0}.$$

При статистич. описании С. п. необходимо учитывать причинно-следственные связи поля на оси времени и его возможные специфич. свойства, такие, как однородность и изотропность, на разл. гиперповерхностях Q-пространства.

С. п. наз. статистически однородным в узком смысле, если все его статистич. характеристики не изменяются при преобразовании трансляции $Q\to Q+\delta Q$. Если указанным свойством обладают только ср. значение и корреляц. ф-ция, то говорят о статистич. однородности в широком смысле. Многомерные С. п., обладающие таким свойством, наз. однородными и однородно связанными.

Понятие статистич. однородности С. п. является обобщением понятия стационарности случайного процесса. Если речь идёт о пространственно-временны́х С. п., то различают стационарность поля по времени и его однородность по пространств. координатам, при этом С. п. может быть статистически однородным по части координат и неоднородным — по остальным. Иногда С. п. однородны только на нек-рых поверхностях (на плоскости, на сфере и т. п.). Статистич. однородность может иметь место по пространственно-временно́му аргументу, напр. по аргументу $r-vt$ в случае т. н. «замороженных» неоднородностей, движущихся как целое равномерно со скоростью v и описываемых С. п. $\xi(r-vt)$.

При статистич. описании С. п. часто ограничиваются *корреляционной теорией*, в к-рой используют только моменты 1-го и 2-го порядка, т. е. ср. значение

$$\langle\xi(Q)\rangle=\int\xi w_1(\xi,Q)d\xi,$$

и корреляц. ф-цию

$$\psi(Q_1,Q_2)=\langle\mathring{\xi}(Q_1)\mathring{\xi}(Q_2)\rangle=\int\int\mathring{\xi}_1\mathring{\xi}_2 w_2(\xi_1,Q_1;\xi_2,Q_2)d\xi_1 d\xi_2,$$

$$\mathring{\xi}_i=\xi_i-\langle\xi_i\rangle.$$

Характерный масштаб убывания корреляц. ф-ции наз. масштабом или радиусом корреляции. Напр., С. п. с гауссовой корреляц. ф-цией

$$\psi(r)=\sigma^2\exp\left(-x^2/a^2-(y^2+z^2)/b^2\right)$$

имеет масштаб корреляции a вдоль оси x и радиус корреляции b в плоскости (y,z). Корреляц. теория точно описывает только поля с нормальным (гауссовым) законом распределения вероятностей.

Многомерное С. п. $\xi^{(i)}(Q)$ в рамках корреляц. теории характеризуется совокупностью ср. значений $\langle\xi^{(i)}(Q)\rangle$ и корреляц. матриц $\psi_{ik}(Q_1,Q_2)=\langle\mathring{\xi}^{(i)}(Q_1)\mathring{\xi}^{(k)}(Q_2)\rangle$, в к-рой диагональные элементы представляют собой ф-ции автокорреляции, а недиагональные — ф-ции взаимной корреляции компонент $\xi^{(i)}$ и $\xi^{(k)}$.

В приложениях приходится иметь дело с комплексными С. п. $\xi(Q)=\eta(Q)+i\zeta(Q)$, полное статистич. описание к-рых не отличается от описания двумерного С. п. с компонентами $\eta(Q)$, $\zeta(Q)$. Обычно не производят разделения С. п. на вещественную и мнимую части, а оперируют непосредственно с $\xi(Q)$ и комплексно сопряжённым полем $\xi^*(Q)$. При описании таких С. п. в рамках корреляц. теории приходится поэтому рассматривать две корреляц. ф-ции

$$\psi(Q_1,Q_2)=\langle\mathring{\xi}(Q_1)\mathring{\xi}^*(Q_2)\rangle=\langle\xi(Q_1)\xi^*(Q_2)\rangle-\langle\xi(Q_1)\rangle\langle\xi^*(Q_2)\rangle,$$

$$\tilde{\psi}(Q_1,Q_2)=\langle\mathring{\xi}(Q_1)\mathring{\xi}(Q_2)\rangle=\langle\xi(Q_1)\xi(Q_2)\rangle-\langle\xi(Q_1)\rangle\langle\xi(Q_2)\rangle,$$

через к-рые выражаются ф-ции корреляции вещественной и мнимой частей комплексного С. п.:

$$\psi_\eta(Q_1,Q_2)=(1/2)\,\mathrm{Re}\,[\psi(Q_1,Q_2)+\tilde{\psi}(Q_1,Q_2)],$$

$$\psi_\zeta(Q_1,Q_2)=(1/2)\,\mathrm{Re}\,[\psi(Q_1,Q_2)-\tilde{\psi}(Q_1,Q_2)],$$

а также ф-ции взаимной корреляции

$$\psi_{\eta\zeta}(Q_1,Q_2)=(1/2)\,\mathrm{Im}\,[\tilde{\psi}(Q_1,Q_2)-\psi(Q_1,Q_2)],$$

$$\psi_{\zeta\eta}(Q_1,Q_2)=(1/2)\,\mathrm{Im}\,[\tilde{\psi}(Q_1,Q_2)+\psi(Q_1,Q_2)].$$

Для случайного эл.-магн. поля с напряжённостью электрич. поля $E(r)$ вводят поляризационную матрицу $P_{ik}(r)=\langle E^{(i)}(r)E^{(k)}(r)\rangle$. С её помощью вычисляются *Стокса параметры*, характеризующие состояние поляризации С. п.

Простейшей мерой статистич. связи значений С. п. в разных точках Q-пространства являются коэффициенты корреляции:

$$K_{il}(Q_1,Q_2)=\frac{\psi_{il}(Q_1,Q_2)}{[\psi_{ii}(Q_1,Q_1)\psi_{ll}(Q_2,Q_2)]^{1/2}},$$

$$K_{ik}(Q_1,Q_2)=\frac{\psi_{ik}(Q_1,Q_2)}{[\psi_{ii}(Q_1,Q_1)\psi_{kk}(Q_2,Q_2)]^{1/2}}.$$

Пространственно-однородные поля, у к-рых $\psi(r)$ и $\tilde{\psi}(r)$ зависят только от модуля вектора $r=r_1-r_2$, т. е. $\psi(r_1,r_2)=\psi(r)$, $\tilde{\psi}(r_1,r_2)=\tilde{\psi}(r)$, наз. статистически изотропными в широком смысле. (Изотропность в узком смысле подразумевает аналогичные свойства непосредственно у плотностей вероятности.) Многомерные С. п., у к-рых указанным свойством обладают ф-ции корреляции, являются изотропными и изотропно связанными. Как и однородность, изотропность полей может иметь место лишь на нек-рых гиперповерхностях пространства независимых переменных.

Для статистически однородных (в широком смысле) С. п. справедливо обобщение *Винера — Хинчина теоремы*, устанавливающее взаимосвязь между корреляц. ф-цией и пространственно-временно́й спектральной плотностью $G(\omega,\mathbf{k})$. Для поля, стационарного по времени и однородного в трёхмерном пространстве, эта связь имеет вид:

$$\psi(t,r)=\int_{-\infty}^{\infty}G(\omega,\mathbf{k})\exp[i(\mathbf{kr}-\omega t)]d\omega d\mathbf{k},$$

$$G(\omega,\mathbf{k})=(2\pi)^{-4}\int_{-\infty}^{\infty}\psi(t,r)\exp[i(\mathbf{kr}-\omega t)]dtdr.$$

Через пространственно-временну́ю спектральную плотность $G(\omega, \mathbf{k})$ выражаются пространственный $\Phi(\mathbf{k})$ и временно́й (частотный) $g(\omega)$ спектры С. п.:

$$\Phi(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, \mathbf{k}) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(0, r) \exp(-i\mathbf{kr}) dr,$$

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega, \mathbf{k}) d\mathbf{k} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t, 0) \exp(i\omega t) dt.$$

Для многомерных однородных и однородно связанных С. п. аналогичная связь имеется между элементами корреляц. матрицы $\psi_{ij}(t, r)$ и соответствующими элементами матрицы спектральной плотности $G_{ij}(\omega, \mathbf{k})$. Ввиду положит. определённости матрицы ψ_{ij} диагональные элементы матрицы G_{ij} вещественны и неотрицательны, а недиагональные элементы могут быть комплексными.

Пространственным аналогом случайного процесса со стационарными приращениями является л о к а л ь н о о д н о р о д н о е С. п., для к-рого разность ср. значений $\langle \xi(r_1) \rangle - \langle \xi(r_2) \rangle$ и структурная ф-ция

$$D_\xi(r_1, r_2) = \langle [\xi(r_1) - \xi(r_2)]^2 \rangle$$

зависят только от разности $r = r_1 - r_2$. Если эти величины зависят только от модуля r, говорят о локально изотропном С. п. Локально однородные и локально изотропные С. п. используют, напр., при описании флуктуаций параметров турбулентных сред.

В рамках корреляц. теории локально однородные С. п. можно также описывать при помощи спектральной плотности $\Phi(\mathbf{k})$. Из-за расходимости интеграла $\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{kr}) d\mathbf{k}$ при $r \to 0$ корреляц. ф-ции для таких С. п. не существуют, а структурная ф-ция существует, т. к. интеграл $D(r) = 2\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\mathbf{k})[1 - \cos \mathbf{kr}] d\mathbf{k}$ сходится при менее жёстких требованиях. Это следствие «нечувствительности» структурной ф-ции к флуктуациям, пространственные масштабы к-рых превышают рассматриваемое расстояние $r = |r_1 - r_2|$.

Аналогом квазистационарных процессов являются к в а з и о д н о р о д н ы е С. п., у к-рых многоточечные статистич. характеристики слабо зависят от координат центра тяжести рассматриваемых точек $r_1, r_2, \ldots, r_n$ по сравнению с зависимостью от взаимного расположения этих точек, т. е. от разностей $r_j - r_k$. Для таких С. п. вводят понятие локальной спектральной плотности, равной преобразованию Фурье пространственной корреляц. ф-ции по разностным переменным $r = r_1 - r_2$.

Марковские случайные поля. В физ. задачах часто рассматривают С. п., заданные при помощи *стохастических уравнений*, т. е. динамич. ур-ний, содержащих случайные сторонние воздействия. Вид динамич. ур-ний определяется физ. закономерностями, а в качестве сторонних воздействий, описывающих источники случайных возмущений, часто используют С. п., дельта-коррелированные по тем или иным переменным. Исследуемое С. п. при этом является м а р к о в с к и м по указанным переменным, что упрощает вычисление его статистич. характеристик.

Важным примером таких С. п. являются поля равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, описываемые *Максвелла уравнениями* с дельта-коррелированными сторонними токами $j_e(r)$ и $j_m(r)$:

$$\operatorname{rot} H = ik\hat{\varepsilon}E + 4\pi c^{-1} j_e, \quad \operatorname{rot} E = -ik\hat{\mu}H - 4\pi c^{-1} j_m,$$

где $k = \omega/c$ — волновое число, $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ — комплексные тензоры диэлектрич. и магн. проницаемостей среды с компонентами $\hat{\varepsilon}_{\alpha\beta} = \varepsilon'_{\alpha\beta} - i\,4\pi\omega^{-1}\sigma_{\alpha\beta}$, $\mu_{\alpha\beta} = \mu'_{\alpha\beta} - i\,4\pi\omega^{-1}\tau_{\alpha\beta}$. Элементы корреляц. матрицы векторных полей j_e и j_m зависят от электрич. и магн. проводимостей среды $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\tau_{\alpha\beta}$ и в соответствии с *флуктуационно-диссипативной теоремой* описываются выражениями:

$$\langle j_{e\alpha}(r_1) j^*_{e\beta}(r_2) \rangle = \theta(\omega, T)\pi^{-1}\sigma_{\alpha\beta}\delta(r_1 - r_2),$$

$$\langle j_{m\alpha}(r_1) j^*_{m\beta}(r_2) \rangle = \theta(\omega, T)\pi^{-1}\tau_{\alpha\beta}\delta(r_1 - r_2),$$

$$\langle j_{e\alpha}(r_1) j^*_{m\beta}(r_2) \rangle = 0,$$

где $\theta(\omega, T) = (\hbar\omega/2)\operatorname{cth}(\hbar\omega/2kT)$ — ср. энергия квантового осциллятора с собств. частотой ω при абс. темп-ре T, к-рая в классич. области $\hbar\omega \ll kT$ переходит в $\theta(\omega, T) = kT$.

К С. п. такого типа приводит также т. н. *марковского процесса приближение* в теории распространения волн в случайно-неоднородных средах. В этом приближении волновое поле описывается параболич. ур-нием, в к-ром флуктуац. часть диэлектрич. проницаемости среды полагают дельта-коррелированной в направлении распространения падающей волны (см. *Параболического уравнения приближение*).

Понятие марковского С. п. тесно связано с причинностью, под к-рой понимают функциональную зависимость С. п. в данной пространственно-временно́й точке от предшествующих значений поля по временно́й или пространственной координате. В общем случае не всегда удаётся выделить в пространстве координату или совокупность координат, по к-рым исследуемое С. п. можно было бы считать марковским. Эта трудность не возникает, если речь идёт о марковских С. п. по времени. Такие С. п. используют в неравновесной термодинамике, в статистич. гидромеханике, а также в теории оптимальной пространственно-временно́й обработки случайных сигналов на фоне шумов и помех. Примером С. п. такого типа является поле $\xi(t, r)$, удовлетворяющее стохастич. ур-нию

$$d\xi(t, r)/dt + f(t, r, \xi) = \chi(t, r)$$

с аддитивным сторонним воздействием $\chi(t, r)$, обладающим корреляц. ф-цией

$$\langle \chi(t_1, r_1)\chi(t_2, r_2) \rangle = \varkappa(t_1, r_1, r_2)\delta(t_1 - t_2).$$

Если распределение $\chi(t, r)$ гауссово, то для функционала плотности вероятности этого С. п. справедливо обобщённое *Фоккера — Планка уравнение*

$$\frac{\partial v(t, \xi)}{\partial t} = \int_D \frac{\delta}{\delta\xi(r)} [f(t, r, \xi) v(t, \xi)] dr + \\ + \frac{1}{2} \int_D \int_D \varkappa(t, r_1, r_2) \frac{\delta^2 v(t, \xi)}{\delta\xi(r_1)\delta\xi(r_2)} dr_1 dr_2,$$

в к-ром вместо частных производных фигурируют функциональные производные и, кроме того, интегрирование по r проводится в пределах той области пространства D, на к-рой задано С. п.

При нач. условии $v(t_0, \xi) = \delta(\xi(r) - \xi_0(r))$ это ур-ние описывает функционал плотности вероятности переходов С. п. из начального (в момент t_0) состояния $\xi_0(r)$ в состояние $\xi(r)$ в текущий момент t. Описанное ур-ние (как и вообще подобные ур-ния для функционалов плотности вероятности) имеет символич. смысл, поскольку нормировочные константы величин $v(t, \xi)$ обычно обращаются в 0 или в ∞. С матем. точки зрения более корректно было бы оперировать с характеристич. функционалами, свободными от этого недостатка. Однако в физ. приложениях представляют интерес такие статистич. характеристики С. п., к-рые не зависят от нормировочных констант: моментные и кумулянтные ф-ции, отношение функционалов плотности вероятности (т. п. отношение правдоподобия) и др. Для

вычисления этих величин можно использовать обобщённое ур-ние Фоккера — Планка. К более сложным ур-ниям для функционала плотности вероятности полей приводит учёт негауссовых стороних воздействий (при сохранении их дельта-коррелированности по времени), неаддитивность этих воздействий в стохастич. ур-ниях и многомерность рассматриваемого С. п.

Лит.: Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, ч. 1—2, М., 1965—67; Хохлов Р. В., Маков Ю. Н., О марковских волновых процессах, в сб.: Проблемы математической физики и вычислительной математики, М., 1977; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Клёткин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980; Розанов Ю. А., Марковские случайные поля, М., 1981; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981.

Ю. А. Кравцов, А. В. Шмелёв.

СЛУЧАЙНЫЕ ВО́ЛНЫ — *случайные поля* волновой природы (акустич., эл.-магн., упругие, концентрационные и др.). С. в. могут возникать по мн. причинам. Волновые задачи классич. физики описываются дифференциальными (или интегродифференциальными) ур-ниями вида $\hat{L}u = q$, где u — волновое поле, к-рое может быть скалярным или векторным, $\hat{L}$ — волновой оператор (в общем случае — нелинейный), а ф-ция q задаёт источники волн. В таких задачах наиб. распространёнными причинами случайности являются: 1) источники поля (задана «статистика источников» q; в области, свободной от источников, должна быть задана статистика «виртуальных» источников, т. е. статистика граничных значений поля); 2) свойства среды (задана «статистика среды», т. е. статистич. характеристики оператора $\hat{L}$); 3) форма и положение границ раздела (должна быть задана «статистика границ»); 4) условия приёма и регистрации волн (подразумевается задание «статистики приёмника» и «статистики помех»); 5) нелинейность волнового ур-ния, когда даже в отсутствие внешн. источников случайности поведение волн может быть «квазислучайным» или «стохастичным» за счёт возникновения динамического стохастич. режима. К этим статистич. схемам сводится постановка большинства задач теории С. в. Возможны и задачи смешанного типа.

Задачи теории С. в. решаются приближёнными методами, приспособленными к тем или иным особенностям задачи: флуктуации случайных параметров и ф-ций могут быть сильными и слабыми, плавными, медленными или, наоборот, быстрыми, резкими, корреляция может быть сильной («далёкой») или же слабой («короткой») и т. п. Лишь нек-рые задачи допускают простое описание. Напр., для линейного оператора $\hat{L}$ формально просто решаются задачи схемы 1. Если известен оператор $\hat{G}$, ядро к-рого есть ф-ция Грина задачи, то волновое поле u связано с источниками q соотношением $u = \hat{G}q$, что позволяет найти все моменты поля u: $\langle u\rangle = \hat{G}\langle q\rangle$, $\langle u_1u_2\rangle = \hat{G}_1\hat{G}_2\langle q'q''\rangle$ и т. д. Вероятностные законы распределения поля при этом явно не определяются.

К статистич. схеме 1 приводят мн. задачи акустики, радиофизики, оптики, в т. ч. задачи о тепловых флуктуациях в распределённых системах: тепловые флуктуации в волноводах и антеннах, проблемы диагностики природных сред по их тепловому излучению (атмосфера Земли и планет, поверхность океана, поверхность Луны и т. д.). Сюда же относится задача о возбуждении шумов в океане случайными источниками, расположенными на поверхности, на дне и в водной толще. Задача об излучении виртуальных случайных источников типична не только для статистич. оптики (формирование оптич. изображения в частично когерентном освещении, голография, интерферометрия), но также для дифракции звука и радиоволн (дифракция волн на случайных экранах; статистич. теория антенн, теория апертурного синтеза, дифракция частично когерентных волн), для радиоастрономии (определение угл. размеров радионсточников, радиоинтерферометрия, радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами), для дифракц. задач рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии.

Статистич. схема 2 охватывает проблему распространения волн в случайных средах, к-рая представляет интерес для атм. оптики и акустики, для распространения радиоволн в атмосфере и ионосфере Земли, в межпланетной, околосолнечной и межзвёздной плазме, для диагностики лаб. плазмы, для акустики океана и др. В рамках этой схемы разработаны методы, к-рые удовлетворительно описывают значит. долю всех задач. Приближение однократного рассеяния (первое борновское приближение) применяют в случае достаточно слабых и мелкомасштабных (относительно длины волны) неоднородностей, когда существенно рассеяние назад и в стороны. Для больших скоплений рассеивателей, образующих мутные среды, существенно многократное рассеяние, к-рое описывают при помощи теории *переноса излучения*. В случае крупномасштабных неоднородностей, когда преобладает многократное рассеяние вперёд, применяют след. методы: *геометрической оптики метод* (правильно описывает лишь слабые флуктуации амплитуды на ограниченных расстояниях), *плавных возмущений метод* (учитывает дифракц. эффекты, но применим лишь в области слабых флуктуаций), *параболического уравнения приближение* вместе с *марковского процесса приближением* (позволяет получить ур-ния для произвольных моментов и описать поведение ф-ции когерентности на произвольных расстояниях).

Методы теории многократного рассеяния (диаграммный метод или метод ф-ций Грина) позволяют получить замкнутые ур-ния для моментов поля. В частности, с этих позиций удаётся обосновать результаты феноменологич. теорий переноса излучения. Кроме того, для расчёта флуктуаций волновых полей в случайных средах используют *Кирхгофа метод*, метод интерференц. интегралов, гибридный подход (теория однократного рассеяния назад на мелкомасштабной компоненте с использованием в качестве исходного приближения методов, учитывающих влияние крупномасштабной компоненты неоднородностей) и др.

Для решения задач схемы 3 также разработаны эфф. подходы: метод малых возмущений, метод Кирхгофа, гибридный (двухмасштабный) подход, метод ф-ции Грина и др., к-рые охватывают значит. долю всех физ. проблем (см. *Рассеяние волн на случайной поверхности*).

Задачи схемы 4 сводятся к проблеме пространственно-временной обработки волновых полей в присутствии помех разл. типов. Такие проблемы изучают в радиолокации, гидроакустике, теории связи.

Задачи схемы 5 отличаются «внутр.» механизмом возникновения случайности и представляют интерес для *синергетики*, задачи о возникновении турбулентности, проблемы обоснования статистич. физики и термодинамики.

С. в. в нелинейных средах отличаются гораздо большим разнообразием, чем в линейных. В частности, нелинейное взаимодействие волн разных частот и разных направлений приводит к генерации новых волн (гармоники и субгармоники, комбинац. колебания), т. е. к существенному обогащению пространственно-временного спектра. В результате такого взаимодействия ур-ние переноса излучения, к-рое в нелинейной волновой теории наз. кинетич. ур-нием для волн, становится нелинейным. Ур-ния такого типа описывают поведение неравновесных распределённых систем (напр., турбулентной плазмы и поверхностного морского волнения). Возникающие стохастич. колебания не зависят от нач. условий и потому заслуживают названия стохастических автоволн. Стохастич. автоволны возникают также в распределённых диссипативных системах (самоорганизующиеся системы).

При нек-рых условиях необходимо учитывать квантовый характер волнового поля, в частности в теории теплового излучения (на частотах, для к-рых энергия фотона $\hbar\omega$ превышает тепловую энергию классич. осциллятора kT), в теории лазеров при расчёте естеств. ширины линии излучения, в теории фотоприёмников (при относительно небольшом потоке фотонов), при изучении явлений группировки фотонов (см. *Квантовая оптика*), при анализе *сжатых состояний*.

Лит.: Филлипс О. М., Динамика верхнего слоя океана, пер. с англ., 2 изд., Л., 1980; Шифрин Я. С., Вопросы статистической теории антенн, М., 1970; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Басс Ф. Г., Фукс И. М., Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, М., 1972; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Лазерное излучение в турбулентной атмосфере, М., 1976; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Гочелашвили К. С., Шишов В. И., Волны в случайно-неоднородных средах, М., 1981; Исимару Акира, Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1981; Распространение звука во флуктуирующем океане, пер. с англ., М., 1982; Заславский Г. М., Стохастичность динамических систем, М., 1984.

Л. А. Апресян, Ю. А. Кравцов, А. Б. Шмелёв.

СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС — ф-ция непрерывного времени $\xi(t)$, значение к-рой в каждый момент является *случайной величиной*, т. е. величиной, подчиняющейся вероятностным законам. Если аргумент t изменяется дискретно, то $\xi(t)$ наз. случайной последовательностью. Случайную ф-цию неск. непрерывных аргументов $\xi(t,u,v,\ldots)$ называют переменным *случайным полем*. Примерами С. п. могут служить разл. физ. процессы, сопровождающиеся случайными флуктуациями, а также мн. процессы в геофизике, радиофизике, биофизике и др.

С. п. задан, если для любых моментов времени $t_1,\ldots,t_n$ известны многомерные (многоточечные) плотности вероятности $w_n(\xi_1,t_1,\ldots,\xi_n,t_n)$ для совокупности случайных величин $\xi(t_1),\ldots,\xi(t_n)$ либо соответствующие многомерные *характеристические функции*

$$\Phi_n(t_1,v_1,\ldots,t_n,v_n)=\left\langle\exp\left(i\sum_{l=1}^{n}\xi_l v_l\right)\right\rangle=$$

$$=\int\ldots\int w_n(\xi_1,t_1,\ldots,\xi_n,t_n)\exp\left(i\sum_{l=1}^{n}\xi_l v_l\right)d\xi_1\ldots d\xi_n.$$

Для детерминиров. процессов $\xi=f(t)$ плотность вероятности выражается через δ-функцию, напр. $w_1(\xi,t)=\delta(\xi-f(t))$.

Исчерпывающей статистич. характеристикой С. п. является его *характеристический функционал*

$$\Phi[v]=\left\langle\exp\left[i\int_{T_1}^{T_2}\xi(t)v(t)dt\right]\right\rangle,$$

где $\langle\ldots\rangle$ означает статистич. усреднение по всевозможным реализациям С. п. $\xi(t)$ на интервале (T_1,T_2). Зная $\Phi[v]$, можно получить многомерные характеристич. ф-ции для $\xi(t_1),\ldots,\xi(t_n)$, взяв в качестве аргумента функционала ф-цию $v(t)=\sum_{l=1}^{n}v_l\delta(t-t_l)$. Коэф. разложения $\Phi[v]$ в окрестности $v=0$ определяют *моментные функции* M_n С. п.:

$$\Phi[v]=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\int\ldots\int\left.\frac{\delta^n\Phi[v]}{\delta v(t_1)\ldots\delta v(t_n)}\right|_{v=0}v(t_1)\ldots v(t_n)dt_1\ldots dt_n=$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}(i^n/n!)\int\ldots\int M_n(t_1,\ldots,t_n)v(t_1)\ldots v(t_n)dt_1\ldots dt_n,$$

а коэф. разложения $\ln\Phi[v]$ — *кумулянтные функции* K_n:

$$\ln\Phi[v]=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\int\ldots\int\left.\frac{\delta^n\ln\Phi[v]}{\delta v(t_1)\ldots\delta v(t_n)}\right|_{v=0}v(t_1)\ldots$$

$$\ldots v(t_n)dt_1\ldots dt_n=\sum_{n=0}^{\infty}(i^n/n!)\int\ldots\int K_n(t_1,\ldots,t_n)\times$$

$$\times v(t_1)\ldots v(t_n)dt_1\ldots dt_n.$$

Кумулянтные ф-ции 1-го и 2-го порядка характеризуют ср. значение $M_1(t)=K_1(t)=\langle\xi(t)\rangle$ и *корреляционную функцию*

$$K_2(t_1,t_2)=\langle\xi(t_1)\xi(t_2)\rangle-\langle\xi(t_1)\rangle\langle\xi(t_2)\rangle=M_2(t_1,t_2)-$$

$$-M_1(t_1)M_1(t_2).$$

Ф-ции $M_n(t_1,\ldots,t_n)$ и $K_n(t_1,\ldots,t_n)$ при $t_1=t_2=\ldots=t_n$ определяют одноточечные *моменты* и *кумулянты* С. п. $\xi(t)$, в частности ср. интенсивность $M_1(t)=\langle\xi^2(t)\rangle$, *дисперсию* $K_2(t)=\langle\xi^2(t)\rangle-\langle\xi(t)\rangle^2$, коэф. асимметрии $\varkappa_3=K_3K_2^{-3/2}$ и эксцесса $\varkappa=K_4K_2^{-2}$.

При ограниченных сведениях о С. п. либо при невозможности его полного описания часто пользуются *корреляционной теорией*, рассматривающей только одноточечные и двухточечные статистич. характеристики 1-го и 2-го порядка.

Вместо характеристич. функционала иногда используют функционал плотности вероятности С. п. $w[\xi]$, к-рый является континуальным аналогом многоточечной плотности вероятности и характеризует плотность вероятности отд. реализаций С. п. $\xi(t)$. Нормировочный множитель функционала $w[\xi]$ обычно обращается в 0 или в ∞, но это не препятствует использованию $w[\xi]$ при нахождении моментов и кумулянтов С. п., наиб. вероятных реализаций С. п. и т. п.

Перечисленные статистич. характеристики обобщают на комплексные и векторные (многомерные, многокомпонентные) С. п. $\xi(t)=(\xi_1(t),\ldots,\xi_m(t))$. Наряду с моментами и кумулянтами, характеризующими статистич. свойства отд. компонент С. п., используются также смешанными моментами и кумулянтами, описывающими взаимные статистич. связи между компонентами С. п.

Нек-рые классы С. п. представляют спец. интерес для физики.

Стационарные процессы. С. п. наз. стационарным в узком смысле, если все его многоточечные вероятностные характеристики не меняются при изменении начала отсчёта времени, т. е. зависят только от разностей t_l-t_j. Если этим свойством обладают только ср. значение и корреляц. ф-ция, т. е. $\langle\xi(t)\rangle=\text{const}$ и $K_2(t_1,t_2)=K_2(t_2-t_1)$, причём $K_2(0)<\infty$, то С. п. является стационарным в широком смысле. Для стационарных в широком смысле процессов имеет место *Винера — Хинчина теорема*: корреляц. ф-ция и спектральная плотность (спектр мощности) С. п. связаны друг с другом преобразованием Фурье.

Время корреляции τ_c, в течение к-рого корреляц. ф-ция спадает в e раз, и ширина спектра $\Delta\omega$ связаны соотношением неопределённости $\tau_c\Delta\omega\sim 2\pi$. При $\tau_c\to 0$ величина $\Delta\omega\to\infty$ и С. п. представляет собой *белый шум*.

Квазистационарные процессы. Если зависимость многоточечных статистич. характеристик С. п. от положения на оси времени является медленной по сравнению с зависимостью от разностей t_l-t_j, то такой С. п. относят к классу квазистационарных. Для него можно ввести понятие мгновенной спектральной плотности.

Периодически - нестационарные процессы. У таких С. п. статистич. характеристики периодически зависят от времени, напр. $\eta(t)=F(t)\xi(t)$, где $F(t)$ — периодич. детерминированная ф-ция, а $\xi(t)$ — стационарный С. п.

Случайные процессы со стационарными приращениями. Это процессы, для к-рых, как и для стационарных процессов, сохраняется понятие спектральной плотности, но корреляц. ф-ция может и не существовать. Для статистич. описания таких С. п. пользуются не корреляционной, а структурной функцией

$$D(t_1,t_2)=\langle[\xi(t_1)-\langle\xi(t_1)\rangle]-[\xi(t_2)-\langle\xi(t_2)\rangle]\rangle^2,$$

равной дисперсии случайных приращений процесса на интервале (t_1,t_2). Структурная ф-ция стационарного процесса связана с его корреляц. ф-цией (если последняя существует) соотношением:

$$D(\tau)=2[K_2(0)-K_2(\tau)].$$

Гауссовы процессы. В случае нормальных (гауссовых) процессов моментные и кумулянтные ф-ции произвольного порядка выражаются через ср. значение и корреляц. ф-цию, к-рые дают, т. о., полное описание С. п. этого класса. Значит. роль гауссовых процессов в физике определяется тем, что они реализуются практически всюду, где происходит сложение многих С. п. (*центральная предельная теорема*). Однородный гауссов процесс с независимыми приращениями наз. *винеровским случайным процессом*, служит непрерывной моделью *броуновского движения*.

Марковские процессы (процессы без последействия), для них многоточечные вероятности выражаются через одномерные плотности распределения и двухточечные плотности вероятности перехода.

Кроме того, выделяют ещё импульсные процессы, диффузионные процессы, ветвящиеся процессы и др. Широкий класс С. п. составляют процессы, подчиняющиеся *стохастическим уравнениям*. Трудности в интерпретации эмпирич. статистич. характеристик реальных процессов связаны с выделением статистич. ансамбли, к к-рому может принадлежать ограниченный отрезок наблюдаемого процесса. При выборе статистич. ансамбля фундам. роль играет *эргодическая гипотеза*, согласно к-рой моменты гипотетич. ансамбля отождествляют со средними по времени.

Лит.: Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1— Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985; Яглом А. М., Корреляционная теория стационарных случайных функций, Л., 1981; Розанов Ю. А., Теория вероятностей, случайные процессы и математическая статистика, М., 1985. *О. В. Гуличский, Ю. А. Кравцов, А. Б. Шмелёв.*

СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС СО СТАЦИОНАРНЫМИ ПРИРАЩЕНИЯМИ — *случайный процесс* $\{\xi_t,\ t\in R^1\}$, у к-рого распределение вероятностей приращений $\Delta_\tau\xi\equiv\xi_{t'}-\xi_t$ на промежутке времени $\tau=(t,t')$, $t<t'$ не зависит от выбора начала отсчёта времени t. Более точно это означает, что для любого набора моментов времени

$$t_1<t_2<\ldots<t_n, \qquad (*)$$

$t_j\in R^1$, $t=1,\ldots,n$; $n=1,2,\ldots$ совместное распределение вероятностей $F_{\Delta_1\xi,\ldots,\Delta_{n-1}\xi}$ приращений процесса $\xi(t)$ на промежутках между этими моментами

$$\Delta_1\xi=\xi_{t_2}-\xi_{t_1};\ \Delta_2\xi=\xi_{t_3}-\xi_{t_2};\ \Delta_{n-1}\xi=\xi_{t_n}-\xi_{t_{n-1}},$$

не меняется при одновременном «сдвиге» всех моментов: $t_1,\ldots,t_n\to t_1+s,\ldots,t_n+s$ ($s\in R^1$).

Иногда рассматривают С. п. со с. п. 2-го, 3-го, ..., k-го порядка. Так, в случае $k=2$ это означает, что для любой последовательности моментов времени (*) стационарны вторые разности процесса ξ_t:

$$\Delta_i^2\xi=\xi_{t_i}+\xi_{t_{i+2}}-2\xi_{t_{i+1}},\quad i=1,\ldots,n-2.$$

В случае, когда С. п. со с. п. k-го порядка имеет k-ю производную по времени $\xi_t^{(k)}$ (что означает соответствующую гладкость его реализаций), эта производная образует *стационарный случайный процесс*.

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. *Р. А. Минлос.*

S-МАТРИЦА — то же, что *матрица рассеяния*.

СМАЧИВАНИЕ — процессы, происходящие при взаимодействии жидкости с поверхностью тв. тела или др. жидкости и проявляющиеся в растекании жидкости и формировании площади т. н. адгезионного контакта, возникновении менисков в капиллярных каналах, вытеснении одной жидкости другой, образовании капель жидкости на поверхности или пузырьков в жидкости, в проникновении жидкоти в капиллярно-пористые тела. С.— следствие *адгезии* жидкости к определённой поверхности.

Положение капли жидкости на тв. поверхности определяется поверхностными натяжениями жидкости $\sigma_{ж}$, тв. тела $\sigma_т$ и на границе его поверхности с поверхностью жидкости $\sigma_{тж}$. В равновесных условиях (т. е. в отсутствие гравитации, капиллярного эффекта, хим. взаимодействия, диффузии, адсорбции и т. д.) для обратимых процессов оне задаётся ур-нием Юнга:

$$\cos\theta=(\sigma_т-\sigma_{тж})/\sigma_{ж},$$

где θ — т. и. краевой угол — угол, отсчитываемый от смачиваемой поверхности в сторону смачивающей жидкости (см. рис. в ст. *Краевые углы*). С. сопровождается тепловыми эффектами, в частности выделяется т. н. теплота С.

Краевой угол θ является мерой С., его величина зависит от соотношения между энергиями адгезии и *когезии* жидкости. Для тв. смачиваемых поверхностей (лиофильных или, по отношению к воде, гидрофильных) $0^\circ<\theta<90^\circ$, для несмачиваемых (лиофобных, гидрофобных) $\theta>90^\circ$. Неравновесные условия, загрязнении поверхности, повышение темп-ры и др. факторы исключают возможность полного С. или полного его отсутствия, т. е. $\theta\neq0^\circ$ и $\theta\neq180^\circ$. Под внеш. воздействиями θ изменяется, процесс, сопровождающийся его увеличением, наз. лиофобизацией поверхности, уменьшением — её лиофилизацией. С. твёрдых поверхностей повышается при введении в смачивающую жидкость разл. веществ, напр. *поверхностно-активных веществ*, уменьшается — при нанесении на поверхность гидрофобных покрытий и т. д.

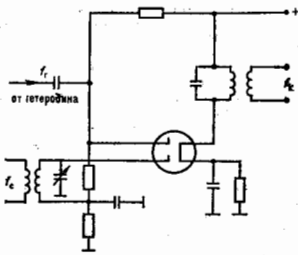
На величину θ влияет качество поверхности. Шероховатость лиофильной поверхности улучшает её С., а лиофобной — снижает С. Часто наблюдается задержка установления краевого угла, наз. гистерезисом С., к-рая появляется при движении капель, при воздействии внеш. сил, из-за шероховатости поверхности и т. д. Величину θ можно определить, напр., по форме и размеру капель на плоской поверхности, в капиллярах и на нитях.

С. имеет важное значение в пром-сти. На его изменении основаны мн. технологич. процессы, флотация, полиграфич. и металлургич. процессы, нефтедобыча, смазка, окраска, пропитка, стирка и т. д.

Лит.: Горюнов Ю. В., Сумм Б. Д., Смачивание, М., 1972; Зимон А. Д., Адгезия жидкости и смачивание, М., 1974; его же, Что такое адгезия, М., 1983.

А. Д. Зимон.

СМЕСИТЕЛЬ в радиотехнике — преобразователь частоты, использующий вспомогат. генератор гармонических колебаний (гетеродин). С. выполняет перемножение преобразуемого (с частотой f_c) и гетеродинного (с частотой $f_г$) сигналов, в результате чего образуются сигналы с комбинац. частотами $f_c\pm f_г$. Мерой эффективности С. служит крутизна преобразования $S_{пр}$, равная отношению амплитуды тока комбинац. частоты на выходе С. к амплитуде напряжения сигнала, приложенного ко входу. Другой характеристикой С. является *шумовая температура* $T_ш$. Преобразование осуществляется с помощью нелинейного элемента, в качестве к-рого могут служить: кристаллич. детектор (в диапазоне СВЧ), смесительная электронная лампа,



транзистор биполярный, полевой транзистор с одним или двумя затворами (рис.), дифференциальный усилитель, сверхпроводящий туннельный переход типа сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник. Последний даёт возможность получить преобразование с усилением и имеет низкую шумовую темп-ру, близкую к квантовому пределу в ДВ-части миллиметрового диапазона. С. используется в супергетеродинных приёмниках (см. *Супергетеродин*) для преобразования частоты принимаемого сигнала в промежуточную частоту (см. также *Детектирование света*).

Лит.: Гоноровский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986; Манаев Е. И., Основы радиоэлектроники, 3 изд., М., 1990; Кошелец В. П., Овсянников Г. А., Криогенные СВЧ устройства, «Зарубежная радиоэлектроника. Криоэлектроника». Специальный выпуск, 1983, № 6, с. 31.

Ю. С. Константинов.

СМЕШАННОЕ СОСТОЯНИЕ (смесь состояний) — состояние квантовомеханич. системы, к-рое в отличие от *чистого состояния* не описывается *волновой функцией*. В С. с. не задан максимально полный набор независимых физ. величин, определяющих состояние системы, а определены лишь вероятности w_1, w_2,... нахождения системы в разл. квантовых состояниях, описываемых волновыми ф-циями ψ_1, ψ_2,... . Ср. значение $\bar{A}$ к.-л. физ. величины A (к-рой соответствует оператор $\hat{A}$) определяется в С. с. как сумма произведений вероятностей (*статистических весов*) w_i на ср. значение $\bar{A}_i$ величины A в чистых состояниях ψ_i:

$$\bar{A}=\sum_i w_i A_i,\quad A_i=\int \psi_i^*(x)\hat{A}\psi_i(x)\,dx, \qquad (1)$$

где ψ_i — волновая ф-ция в координатном представлении, полная вероятность $\sum w_i = 1$.

Для чистого состояния ф-лу (1) преобразованием волновых ф-ций можно привести к виду, в к-ром все вероятности w_i равны нулю, кроме одной, равной единице. Такое преобразование приводит к обычному выражению для квантовомеханич. средних; для С. с. такое приведение невозможно.

При задании оператора $\hat{A}$ и *матрицы плотности* $\hat{\rho}$ в матричной форме ср. значение

$$\bar{A}=\mathrm{Sp}(\hat{A}\hat{\rho})=\sum_m(\hat{A}\hat{\rho})_{nn}=\sum_{m,n}A_{mn}\rho_{mn}, \qquad (2)$$

причём среди индексов квантовых состояний m, n могут быть к непрерывные индексы, как в ф-ле (1). Ф-ла (2) справедлива для чистых и для смешанных состояний.

В С. с., в отличие от суперпозиции состояний (см. *Суперпозиции принцип*), разл. квантовые состояния не интерферируют между собой, т. к. при определении среднего складываются не волновые ф-ции, а ср. значения. Приморы С. с.— неполяризов. пучок частиц, газ в термостате. Понятие С. с. играет большую роль в квантовой статистике и теории измерений в *квантовой механике*. Статистич. операторы, соответствующие *Гиббса распределениям*, описывают С. с. *Д. Н. Зубарев.*

СМЕШАННОЕ СОСТОЯНИЕ сверхпроводников (Шубникова фаза) — особое состояние *сверхпроводников второго рода*. С. с. реализуется в интервале магн. полей от нижнего (H_{c1}) до верхнего (H_{c2}) *критического магнитного поля*. Существование С. с. продемонстрировано Л. В. Шубниковым в экспериментах со сверхпроводящими сплавами (1937). Теоретич. обоснование возникновения С. с. дано А. А. Абрикосовым (1957).

В магн. полях выше H_{c2} сверхпроводник переходит в нормальное (несверхпроводящее) состояние. В полях ниже H_{c1} магн. поле полностью выталкивается из массивного сверхпроводника (полный *Мейснера эффект*). При С. с. наблюдается неполный эффект Мейснера. Магн. поле проникает в сверхпроводник в виде абрикосовских вихрей — вихрей сверхпроводящего тока, несущих *квант магнитного потока*; в центре вихря (область размером порядка длины когерентности) *сверхпроводимость* подавлена. В поле H_{c1} возникает первый вихрь. С увеличением поля кол-во вихрей возрастает, а расстояние между ними уменьшается. Они образуют правильную (в отсутствие дефектов структуры) *решётку вихрей Абрикосова*. В поле H_{c2} нормальные области (центры вихрей) начинают перекрываться, и весь сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

Лит.: Жен П. Ж. де, Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970.

СМЕЩЁННЫЙ ТОК — величина, плотность к-рой ($j_{см}$) определяется скоростью изменения во времени индукции электрич. поля $\boldsymbol{D}$, $j_{см}=(^1/_{4\pi})\partial\boldsymbol{D}/\partial t$ (в гауссовой системе единиц). Наряду с «обычным» электрич. током $j_{см}$ входит в *Максвелла уравнения* и является источником магн. поля $\boldsymbol{H}$:

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}=(4\pi/c)(j_e+j_{см}) \qquad (*)$$

(j_e — плотность «обычного» электрич. тока). С. т. введён в 1865 Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) для согласования ур-ний переменного эл.-магн. поля с ур-нием сохранения электрич. заряда. Часть $j_{см}$, называемая плотностью тока поляризации $j_п$, обусловлена изменением во времени вектора поляризации $\boldsymbol{P}$, $j_п=\partial\boldsymbol{P}/\partial t$, и представляет собой электрич. ток, связанный с реальным смещением микрозарядов, входящих в состав нейтральных атомов, молекул, скоплений свободных заряж. частиц или квазинейтральной плазмы.

Для обоснования добавочного члена в ур-нии (*) Максвелл постулировал аналогию между диэлектрич. и механич. упругой средами. Согласно этой аналогии, под действием приложенного электрич. поля $\boldsymbol{E}$ в диэлектрич. среде происходит электрич. смещение (т. е. относительное смещение положит. и отрицат. электрич. зарядов в электрически нейтральной среде), пропорциональное приложенному полю. Изменение во времени этого смещения представляет собой такой же электрич. ток, как и ток проводимости. Суммарный ток в ур-нии (*) Максвелл считал полным током в среде и называл его «истинным» током. В совр. электродинамике идея Максвелла об электрич. смещении фактически не используется, но вектор $\boldsymbol{D}$ иногда называют электрич. смещением.

Введение С. т. в ур-ние (*) позволило Максвеллу предсказать существование эл.-магн. волн, высказать гипотезу об эл.-магн. природе света и вычислить скорость света в вакууме через электродинамич. постоянные, входящие в ур-ния эл.-магн. поля.

Лит.: Максвелл Дж. К., Трактат об электричестве и магнетизме. Классики естествознания, пер. с англ., т. 1—2, М., 1989; Максвелл и развитие физики XIX — XX вв., М., 1985; см. также *лит.* при ст. *Максвелла уравнения*.

СМОЛУХОВСКОГО УРАВНЕ́НИЕ — дифференциальное ур-ние, описывающее эволюцию распределения вероятностей для пространственного положения броуновской частицы. Пусть $w(x,t)$ — плотность вероятности того, что броуновская частица (см. *Броуновское движение*) в момент времени t находится в точке $x \in R^3$. Тогда в предположении, что на эту частицу действует переменное силовое поле $\boldsymbol{K}(x,t)$, плотность w удовлетворяет следующему дифференциальному ур-нию:

$$dw/dt = D\Delta w - \beta w \operatorname{div} \boldsymbol{K},$$

где Δ — *Лапласа оператор*, D и β — параметры, определяемые массой частицы, вязкостью, темп-рой среды и т. д.

Это ур-ние впервые было выведено М. Смолуховским и явилось прообразом более общих дифференциальных ур-ний в теории марковских диффузионных процессов (*Фоккера — Планка уравнение, Колмогорова уравнения*).

Лит.: Smoluchowski M., Über Brownsche Molekularbewegung unter Einwirkung äusserer Kräfte und deren Zusammenhang mit der verallgemeinerten Diffusionsgleichung, «Ann. Phys.», 1915, Bd 48, S. 1103; Гихман И. И., Скороход А. В., Теория случайных процессов, т. 2, М., 1973.

СНЕ́ЛЛА ЗАКО́Н преломления — закон преломления света на границе двух прозрачных сред, утверждающий, что при любом угле падения α отношение $\sin\alpha/\sin\beta$ (β — угол преломления) является величиной постоянной. Установлен В. Снеллем (W. Snellius) в 1620 и независимо от него в 1627—30 Р. Декартом (R. Descartes). На основе С. з. стало возможным ввести понятию *преломления показателя*. См. также *Преломление света*.

СО́БСТВЕННАЯ ПРОВОДИ́МОСТЬ — проводимость полупроводника, обусловленная электронами, возбуждёнными из валентной зоны в зону проводимости и дырками, образовавшимися в валентной зоне. Концентрации n_i таких (зонных) электронов и дырок равны, и их можно выразить через эфф. плотности состояний в зоне проводимости (N_c) и в валентной зоне (N_v), ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ и абс. темп-ру T:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-\mathscr{E}_g/2kT).$$

Т. к. проводимость σ полупроводника пропорциональна концентрации свободных носителей заряда и их подвижности μ, то в пренебрежении слабыми степенными зависимостями N_c, N_v и μ от темп-ры для собств. полупроводников можно получить соотношение:

$$\sigma(T) \backsim \exp(-\mathscr{E}_g/kT).$$

При наличии примесей, обусловливающих **примесную проводимость** *полупроводника*, С. п. можно наблюдать в диапазоне изменения темп-ры полупроводника, в к-ром зависимость $\ln\sigma(1/T)$ линейна.

Лит. см. при ст. *Полупроводники*. *И. Л. Бейнихес.*

СО́БСТВЕННАЯ СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА — *система отсчёта*, связанная с рассматриваемым телом так, что все точки этого тела покоятся относительно неё. Таким образом, С. с. о. движется вместе с рассматриваемым телом и в общем случае произвольного движения не инерциальна и вращается. Если тело ограничено в пространстве, то вне его С. с. о. может быть продолжена, вообще говоря, произвольным образом и не определена однозначно (она может, напр., деформироваться с течением времени). Однако и нек-рых важных частных случаях существует физически преимуществ. выбор С. с. о. вне тела. Так, если тело жёсткое и движется по инерции без вращения, то С. с. о. внутри и вне тела может быть выбрана как жёсткая *инерциальная система отсчёта* (и. с. о.). В случае прямолинейного ускоренного движения жёсткого тела без вращения С. с. о. хотя и не инерциальна, но также может быть жёсткой внутри и вне тела. Однако в этом случае жёсткой С. с. о. уже не может быть продолжена в пространстве вне тела неограниченно, т. к. силы инерции в разл. точках разные и неограниченно растут при смещении на конечное расстояние в направлении действия этих сил. Действительно, скорость v ускоренной системы по отношению к фиксированной и. с. о. с течением времени возрастает, а лоренцево сокращение увеличивается. Поэтому задний по ходу движения конец жёсткого тела, покоящегося в ускоренной системе, будет «догонять» передний. Т. о., разл. точки тела будут иметь разные ускорения, а следовательно в них будут и разные силы инерции f по отношению к и. с. о., при этом, когда $v \to c$, $f \to \infty$. Так, если нек-рая точка системы испытывает ускорение g, то на расстоянии $l = c^2/g$ от этой точки силы инерции $f \to \infty$. Чтобы в этом случае ввести С. с. о., к-рую можно продолжить во всём пространстве, её выбирают деформирующейся. При более сложных движениях тела, а также если само тело деформируется с течением времени, С. с. о. также должна быть выбрана деформирующейся. Этот же вывод справедлив при движении тела в поле тяготения. При рассмотрении движения деформирующейся непрерывной среды С. с. о. часто называют **сопутствующей системой отсчёта**. См. *Относительности теория*, *Тяготение*.

И. Д. Новиков.

СО́БСТВЕННАЯ ЧАСТОТА́ — частота *нормальных колебаний* или *нормальных волн* динамич. системы.

СО́БСТВЕННАЯ ЭНЕ́РГИЯ ЧА́СТИЦЫ — энергия частицы $\mathscr{E}_0$ в *собственной системе отсчёта*, т. е. в той системе, в к-рой она покоится: $\mathscr{E}_0 = m_0c^2$ (m_0 — масса покоя частицы). С. э. ч. называют также *энергией покоя*.

СО́БСТВЕННОЕ ВРЕ́МЯ — время, измеряемое часами, движущимися вместе с рассматриваемым телом, т. е. время в *собственной системе отсчёта*. Время протекания к.-л. процесса, измеряемое внеш. наблюдателем, мимо к-рого движется тело, зависит от относит. скорости движения. Если измерения проводятся наблюдателем в инерциальной системе отсчёта, то собств. промежуток времени τ, протекающий на движущемся теле, связан с временем t системы отсчёта ф-лой:

$$\tau = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - v^2(t)/c^2}\, dt, \qquad (1)$$

где $v(t)$ — скорость движения тела. Промежуток С. в. является длиной отрезка *мировой линии* данного тела, делённой на c. В общем случае при измерении времени в произвольной (неинерциальной) системе отсчёта и при наличии полей тяготения ф-ла (1) заменяется след. выражением:

$$\tau = c^{-1} \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{g_{00} + 2g_{0i}\dot{x}^i + g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\, dx^0, \qquad (2)$$

где g_{00}, g_{0i}, g_{ik} — компоненты фундаментального метрич. тензора (по дважды встречающимся индексам подразумевается суммирование i, $k = 1, 2, 3$), $x^0 = ct$, $\dot{x}^i$ — компоненты скорости движения тела. Если тело покоится в статич. слабом поле тяготения, то ф-ла (2) принимает вид:

$$\tau = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 + \varphi/c^2}\, dt,$$

где φ — ньютоновский потенциал поля тяготения. Т. к. $\varphi < 0$, то С. в. в поле тяготения течёт медленнее, чем вне его. См. *Относительности теория*, *Тяготение*.

И. Д. Новиков.

СО́БСТВЕННОЕ ЗНАЧЕ́НИЕ *линейного оператора* A, отвечающее собственному вектору (*собственной функции*) f из линейного пространства (*векторного пространства*) L, — комплексное либо вещественное число λ, такое, что

$$Af = \lambda f.$$

Совокупность всех собств. ф-ций, отвечающих одному и тому же С. з. λ, образует линейное подпространство

L_λ пространства L. Размерность L_λ наз. кратностью С. з. Если пространство L конечномерно, то С. з. совпадают с корнями характеристич. многочлена, $\det\|A-\lambda I\|$, где A — *матрица* линейного преобразования A в нек-ром *базисе*, I — единичная матрица. Если оператор A самосопряжён (*эрмитов оператор*), то все его С. з. вещественны. В квантовой механике вещественные С. з. самосопряжённого оператора отвечают значениям *наблюдаемых* (измеримых) величин. В частности, у каждой конечномерной эрмитовой $n\times n$-матрицы A найдутся (с учётом кратностей) ровно n С. з.

В бесконечномерном случае можно сформулировать аналог этого утверждения для самосопряжённых компактных операторов. Оператор A, действующий, напр., в пространстве l^2 бесконечномерных векторов $f=(a_1,a_2,\ldots)$ с конечной нормой

$$\|f\|^2=\sum_{n=1}^{\infty}|a_n|^2<\infty$$

и соответствующим *скалярным произведением*, наз. компактным, если он переводит любую ограниченную последовательность векторов $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ (т. е. такую, что для всех n выполнено неравенство $\|x_n\|<M$) в последовательность $\{Ax_n\}_{n=1}^{\infty}$, из к-рой всегда можно выбрать сходящуюся подпоследовательность. Отсюда, в частности, следует, что если выбрать последовательность $\{x_n\}$ ортонормированной: $(x_n,x_m)=1$ при $n=m$ и 0 при $n\neq m$ [примером такой последовательности служит $x_n=(0,\ldots,0,1,0,\ldots)$], то последовательность $\{Ax_n\}$ будет сходиться к нулю. Для таких операторов, действующих в пространстве l^2 или в функциональных пространствах, справедлива теорема Рисса — Шаудера, утверждающая, что система собств. ф-ций (собств. векторов) такого оператора образует базис (полную систему из ортонормированных ф-ций) в соответствующем пространстве, а его С. з. λ_n сходятся к нулю при $n\to\infty$, причём каждое С. з. является корнем конечной кратности. К классу компактных операторов относятся все ограниченные *интегральные операторы* с интегрируемым ядром, к-рые часто встречаются в физике, напр. в задачах с *потенциалом*.

Класс компактных операторов оказывается слишком узким, чтобы описать все физически интересные случаи. Он не описывает унитарные операторы (т. е. операторы, сохраняющие норму; все С. з. таких операторов представляются в виде $e^{i\varphi}$, $\varphi\in\mathbb{R}$), а также *дифференциальные операторы*, к-рые, как правило, не ограничены. Обобщением понятия С. з. для таких операторов служит понятие спектра $\sigma(A)$ оператора A. Число λ принадлежит *спектру оператора*, если резольвента оператора A, $R(\lambda)=(\lambda I-A)^{-1}$, будет сингулярным оператором. Все С. з. A будут принадлежать $\sigma(A)$ [они будут изолированными (дискретными) точками $\sigma(A)$]. Однако помимо этих точек $\sigma(A)$ обычно содержит непрерывную часть, состоящую из таких точек λ, для к-рых оператор $R(\lambda)$ определён, но не ограничен. В обычном смысле таким λ не соответствует никакая собств. ф-ция, тем не менее аналог разложения по базису собств. ф-ций задаётся спектральным разложением.

Лит. см. при ст. *Собственные функции*. *Л. О. Чехов.*

СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ — то же, что *нормальные волны*.

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — колебания, происходящие в колебательной системе в отсутствие внеш. воздействия; то же, что *свободные колебания*.

СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ оператора, действующего в функциональном пространстве,— ненулевые ф-ции f_λ, переводящиеся оператором A в пропорциональные им:

$$Af_\lambda=\lambda f_\lambda.$$

Комплексное либо вещественное число λ наз. *собственным значением* оператора A. В *гильбертовом пространстве* $L^2(\Omega,d\mu)$ ф-ций на множестве Ω, интегрируемых с квадратом по мере $d\mu$, в к-ром задано скалярное произведение ф-ций

$$\langle f,\psi\rangle=\int_\Omega f^*(x)\psi(x)d\mu(x)$$

(звёздочка означает комплексное сопряжение) и вводится понятие сопряжённого оператора, особенно важную роль играют самосопряжённые *линейные операторы* (эрмитовы операторы, в дальнейшем линейность операторов подразумевается). Это такие операторы, для к-рых $\langle x,Ay\rangle=\langle Ax,y\rangle$ для всех x и y из $L^2(\Omega,d\mu)$ (и эти скалярные произведения имеют смысл); множества всех допустимых ф-ций x и y должны совпадать; все собств. значения таких операторов вещественны. В квантовой механике с каждой *наблюдаемой* ассоциируется самосопряжённый оператор, С. ф. к-рого задают состояние системы с определённым значением оператора наблюдаемой. Напр., для гармонич. осциллятора оператор энергии (*гамильтониан*)

$$H=-\frac{1}{2}\left(\frac{d}{dx}\right)^2+\frac{1}{2}x^2,$$

С. ф. к-рого являются функции Эрмита, ортогональные на $]-\infty,+\infty[$. При этом k-й С. ф. $\psi_k(x)=(\sqrt{\pi}2^k k!)^{-1/2}(x-d/dx)^k\exp(-x^2/2)$ ($k=0,1,2,\ldots$) соответствует собств. значение $\lambda_k=k+1/2$.

С. ф. f_1 и f_2 самосопряжённого оператора A, отвечающие разл. собств. значениям λ_1 и λ_2, ортогональны, $\langle f_1,f_2\rangle=0$. Множество L_λ всех С. ф., отвечающих одному собств. значению λ, образует линейное подпространство, совпадающее с ядром оператора $A-\lambda I$ (I — единичный оператор), т. е. с множеством ф-ций, переводимых этим оператором в 0 (ядром оператора B наз. множество ф-ций f, для к-рых $Bf=0$).

В приложениях (вариац. исчисление, классич. граничные задачи матем. физики) важную роль играют самосопряжённые *интегральные операторы* K:

$$(Kf)(x)=\int_\Omega K(x,y)f(y)d\mu(y),$$

ф-ция $K(x,y)=K^*(y,x)$ наз. ядром интегрального оператора (не путать с понятием ядра оператора, определённым выше). Если оператор K ограничен, а его ядро — интегрируемая ф-ция, то K компактен и его С. ф. образуют *базис* в пространстве $L^2(\Omega,d\mu)$. Ядро $K(x,y)$ такого оператора можно разложить в (конечную либо бесконечную) сумму:

$$K(x,y)=\sum_{n=1}^{N}\lambda_n\varphi^*_{n_\lambda}(x)\varphi_{n_\lambda}(y),\qquad(*)$$

где $\varphi_{n_\lambda}(x)$ — набор (всегда конечный при данном n) ортонормированных С. ф., отвечающих одному и тому же собств. значению λ_n, при этом $|\lambda_n|\to 0$ при $n\to\infty$. Примером такого интегрального оператора может служить решение *Дирихле задачи*. Одним из критериев ограниченности является условие $K(x,y)\in L^2(\Omega\otimes\Omega,d\mu\otimes d\mu)$, т. е. ф-ция $K(x,y)$ интегрируема с квадратом по своим аргументам.

Класс самосопряжённых операторов, действующих на всём гильбертовом пространстве ф-ций $L^2(\Omega,d\mu)$, слишком узок, чтобы охватить все физически интересные величины. Не все даже ограниченные операторы имеют разложение ($*$). Напр., *унитарный оператор* сдвига $\varphi(x)\to\varphi(x+a)$ не имеет С. ф. в пространстве $L^2(]-\infty,+\infty[)$, то же справедливо и для неограниченных операторов, к к-рым относятся практически все *дифферен-*

циальные операторы. Для таких операторов понятие С. ф. обобщается в т. н. спектральном разложении. Рассмотрим *спектр оператора* A, $\sigma(A) \subset \mathbb{C}$. Если число $\lambda \in \sigma(A)$, то резольвента оператора A, $R(\lambda) = (\lambda I - A)^{-1}$, сингулярна на $\mathscr{H}$. Все собств. значения A окажутся особыми точками $R(\lambda)$ [поскольку в них найдётся $f_\lambda(x) \in \mathscr{H}$ такая, что $(\lambda I - A)f_\lambda = 0$ и обратного оператора на всём $\mathscr{H}$ не существует]. Но помимо таких особенностей у $R(\lambda)$ будут и др. особые точки $\lambda \in \sigma(A)$, в к-рых оператор $R(\lambda)$ определён, но неограничен. Спектральная теорема утверждает, что всякий самосопряжённый оператор A допускает спектральное разложение вида

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda dE_\lambda.$$

Здесь E_λ — ортогональное семейство *проекционных операторов*, проектирующих на подпространство ф-ций f из $L^2(\Omega, d\mu)$ таких, что $\langle f, Af\rangle \leqslant \lambda \langle f, f\rangle$. Для самосопряжённого оператора A, ядро к-рого допускает разложение (*) по С. ф. $\{\varphi_k(x)\}$, E_λ будут интегральными операторами с ядром (спектральным)

$$E_\lambda(x, y) = \sum_{\lambda_k \in]-\infty, \lambda]} \varphi_{n_k}^*(x)\varphi_{n_k}(y).$$

Рассмотрим спектральное разложение оператора импульса $P = (1/i)d/dx$, действующего на прямой (см. *Операторы*). Его С. ф. e^{ikx} не принадлежит пространству $L^2(]-\infty, +\infty[)$ (хотя могут быть аппроксимированы ф-циями из L^2 на любом конечном отрезке). Всякий оператор $(P + rI)^{-1}$ будет неограничен для любого вещественного r; т. о., спектр $\sigma(P) = \mathbb{R}$.

Для того чтобы построить спектральное разложение самосопряжённого оператора A, можно найти унитарное преобразование U пространства ф-ций $\mathscr{H}$ и набор мер $\{\mu_n\}_{n=1}^N (N = 1, 2, \ldots, \infty)$ (наличие целого набора спектральных мер вместо одной обобщает понятие кратности собств. значения λ), таких, что

$$U: \mathscr{H} \to \bigoplus_{n=1}^{N} L^2(\mathbb{R}, d\mu_n),$$

т. е. оператор U переводит всё пространство ф-ций $\mathscr{H}$ в набор подпространств, внутри каждого из к-рых оператор A действует как оператор умножения:

$$(UAU^{-1}\psi)_n(\lambda) = \lambda\psi_n(\lambda).$$

Для оператора импульса P таким унитарным преобразованием будет *Фурье преобразование*:

$$(Uf)(k) = (2\pi)^{-1/2}\int f(x)\exp(-ikx)dx.$$

Тогда

$$U\left(\frac{1}{i}\frac{d}{dx}f\right)(k) = k(Uf)(k),$$

а фурье-образом проекционного оператора $E_\lambda(x, y)$ будет оператор умножения на ф-цию $E_\lambda(k) = \theta(\lambda - k)$, $\{\theta(k) = 1,\ k \geqslant 0;\ \theta(k) = 0,\ k < 0\}$:

$$U(E_\lambda f)(k) = \theta(\lambda - k)(Uf)(k).$$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 4 изд., М., 1989; Рисс Ф., Секефальви-Надь Б., Лекции по функциональному анализу, пер. с франц., М., 1954; Иосида К., Функциональный анализ, пер. с англ., М., 1967; Рид М., Саймон Б., Методы современной математической физики, пер. с англ., т. 1 — Функциональный анализ, М., 1977; Математическая энциклопедия, т. 5, М., 1985. *Л. О. Чехов.*

СОБСТВЕННЫЙ ВЕКТОР оператора — ненулевой вектор из *векторного пространства* L, к-рый переводится данным оператором в пропорциональный ему вектор, т. е.

$$Ax = \lambda x,$$

где вещественное либо комплексное число λ наз. *собственным значением* оператора A. С. в. операторов, действующих в функциональном пространстве, наз. *собственными функциями*.

Для *линейного оператора* A множество L_λ всех С. в., отвечающих одному и тому же собств. значению λ, образует линейное подпространство, к-рое наз. собств. подпространством A. Если пространство L конечномерно (n-мерно), а матрица преобразования A эрмитова, то у неё имеется ровно n различных С. в., отвечающих вещественным собств. значениям.

Наличие С. в. у операторов в бесконечномерных пространствах — явление довольно редкое, хотя для физ. приложений существенно, что операторы спец. классов (интегральные, дифференциальные и т. п.) часто обладают обширными наборами С. в. Наиб. важным для физики бесконечномерным векторным пространством является пространство l^2 векторов f, g вида $(a_1, a_2, \ldots)$, $(b_1, b_2, \ldots)$ со скалярным произведением $(f, g) = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{a}_k b_k$ (черта означает комплексное сопряжение) и соответствующей конечной нормой $\|f\|^2 = (f, f) < \infty$. Это пространство изоморфно пространству квадратично интегрируемых ф-ций $L^2(]-\infty, +\infty[)$ и обладает всеми свойствами последнего.

В конечномерных пространствах, наоборот, у всякой n-мерной матрицы A имеется хотя бы один С. в., отвечающий, вообще говоря, комплексному собств. значению λ, а если к тому же матрица A невырождена, $\det A \neq 0$, то у такой матрицы найдутся ровно n разл. комплексных С. в. Это справедливо, в частности, для унитарных конечномерных *матриц* $A(A^+ = A^{-1})$. В физ. приложениях часто возникает необходимость разложить произвольный вектор в сумму по С. в. заданной эрмитовой матрицы A [напр., привести к диагональному виду симметричную квадратичную форму (xAx)]. Эта задача решается переходом с помощью унитарного преобразования к *базису*, составленному из С. в. матрицы A. В этом базисе действие оператора A сводится к умножению каждого базисного вектора на соответствующее ему собств. значение λ. В бесконечномерном случае аналогом этой процедуры диагонализации является т. н. спектральное разложение.

Лит. см. при ст. *Собственные функции*. *Л. О. Чехов.*

СОВЕРШЕННЫЙ ГАЗ в гидроаэромеханике — газ, параметры к-рого удовлетворяют Клайперона ур-нию $P = \rho/\mu(R, T)$ (P — давление, ρ — плотность, R — газовая постоянная, μ — молярная масса). С. г. имеет постоянные уд. теплоёмкости при постоянном объёме давлений (соотв., C_V и C_P). В термодинамике такой газ наз. *идеальным газом*; в гидроаэромеханике и *газовой динамике* под идеальным газом понимают газ, в к-ром отсутствуют вязкость и теплопроводность (см. *Идеальная жидкость*). Модель С. г. удовлетворительно описывает поведение реальных газов и газовых смесей (напр., воздуха) в ограниченном диапазоне изменения P и T и широко используется при расчётно-теоретич. исследованиях течения газов.

С. Л. Вишневецкий.

СОВПАДЕНИЙ МЕТОД — эксперим. метод физики элементарных частиц и ядерной физики, основанный на регистрации неск. событий (рождение и распад частиц, пролёт их через *детектор* и др.), совпадающих во времени или разделённых фиксиров. промежутками времени. Примером может служить регистрация пролёта частицы через неск. детекторов — сцинтилляционных, газоразрядных и др. (рис. 1). Сигналы, поступающие от детекторов $Д_1$, $Д_2$, ..., $Д_n$, предварительно проходят через линии задержки ЛЗ, позволяющие регулировать времена появления сигналов на их выходе. Затем импульсы формируются по амплитуде и длительности в формирователях Ф или только по амплитуде в дискриминаторах ДИ поступают на схему совпадений СС, к-рая срабаты-

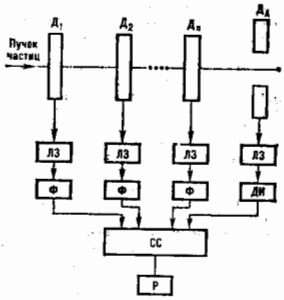


Рис. 1. Блок-схема, поясняющая регистрацию пролёта частицы через детекторы $Д_1, Д_2 \ldots Д_n$; $Д_Д$ — детектор, включённый в схему антисовпадений; ДИ — дискриминатор с инвертированным выходом.

вает только от импульсов с длительностью и амплитудой, задаваемыми формирователем или дискриминатором. С выхода СС сигнал фиксируется регистрирующим устройством Р, напр. т. н. пересчётным прибором, к-рый фиксирует количество импульсов за определ. промежуток времени.

Времена задержек сигналов в ЛЗ подбираются так, чтобы сигналы с детекторов для регистрируемого события появлялись на входе СС одновременно. ЛЗ позволяет скомпенсировать разницу времён пролёта частицы через детекторы и разницу времён прохождения сигналов по кабелям и формирователям от детектора до СС.

С. м. сводится к регистрации сигналов от детекторов, совпадающих во времени на входе СС. Совпадающими наз. сигналы, полностью или частично перекрывающиеся во времени. Временной отбор сигналов осуществляется СС, к-рая реализует логич. функцию «и» (логич. умножение, см. *Логические схемы*), т. е. на её выходе сигнал появляется лишь тогда, когда на все входы одновременно приходят импульсы определ. полярности.

Если на один или несколько из входов СС подать сигнал с инвертиров. полярностью, то СС превращается в схему антисовпадений. На выходе СС сигнал может появиться только в тот промежуток времени, когда на этих входах нет сигнала с соответствующих детекторов. На рис. 1 показан детектор $Д_Д$, включённый в схему антисовпадений и выделяющий узкий пучок частиц (напр., сцинтилляц. детектор с отверстием по оси пучка). Сигнал от $Д_Д$, сформированный по амплитуде и инвертированный в дискриминаторе, подаётся на СС, к-рая выделяет частицы, пролетевшие через все детекторы, но не пролетевшие через $Д_Д$.

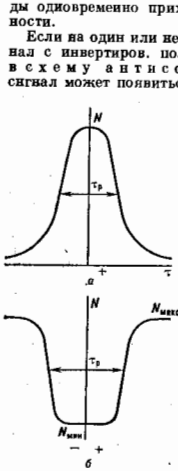


Рис. 2. Зависимость скорости счёта N на выходе схемы совпадения от задержки: *а* — в канале совпадения (кривая совпадения); *б* — в канале антисовпадения (кривая антисовпадения).

Схема совпадения СС характеризуется числом каналов и связанных с ними детекторов (кратность). Степень разброса времён прихода сигналов, при к-ром срабатывает СС, определяется её разрешающим временем $\tau_р$. Если измерить зависимость скорости счёта N на выходе СС от величины задержки τ в одном из каналов совпадения, то получится кривая совпадения (рис. 2,*а*). Разрешающим временем $\tau_р$ в данном канале наз. ширина на половине высоты максимума кривой совпадения. Если изменять задержку в канале антисовпадения, то получим кривую антисовпадения (рис. 2,*б*), к-рая определяет $\tau_р$ антисовпадений.

В зависимости от типа детекторов и эксперимента существуют медленные СС ($10^{-7} < \tau_р < 10^{-5}$ с), быстродействующие ($10^{-8} < \tau_р < 10^{-7}$ с) и сверхбыстродействующие ($\tau_р \leqslant 10^{-9}$ с).

Важной характеристикой СС является т. н. коэф. отбора $K = A_n/A_{n-1}$, где A_n — амплитуда выходного сигнала СС при совпадении в n каналах (антисовпадения исключаются), A_{n-1} — при совпадении в $(n-1)$ каналах. Коэф. K должен быть велик, иначе A_n будет мало отличаться от A_{n-1} и совпадения трудно будет отделить от их отсутствия. Чувствительностью СС наз. мин. амплитуда сигнала на её входе, вызывающая сигнал на выходе. Иногда формирующие устройства на входе выполняются вместе с СС в одном блоке.

Истинные совпадения, связанные с исследуемым явлением (неск. детекторов регистрируют одну и ту же частицу), следует отличать от случайных совпадений (фона), обусловленных шумами детекторов или частицами, случайно прошедшими через детекторы за время $\tau_р$ (разные частицы через разные детекторы). Можно показать, что для двухканальной СС число случайных совпадений в 1с $N_{сл} = 2N_1N_2\tau_р$, для трёхканальной $N_{сл} = 4N_1N_2N_3\tau_р^2$, где N_1, N_2, N_3 и т. д.— ср. числа импульсов в 1 с, регистрируемых отд. детекторами. Для уменьшения $N_{сл}$ необходимо увеличить число детекторов n, регистрирующих истинные совпадения, или уменьшать $\tau_р$. Увеличение n из-за конечной эффективности каждого детектора уменьшает вероятность регистрации истинных совпадений, т. е. уменьшает эффективность СС. Уменьшение $\tau_р$ также ограничено свойствами детекторов: интервал времени от пролёта частицы через детектор до появления сигнала на выходе детектора $\tau_з$ (задержка) статистически колеблется. В *сцинтилляционных детекторах*, напр., это колебание обусловлено их геом. размерами и местом прохождения частицы. Для того чтобы эффективность счёта истинных совпадений не уменьшалась, необходимо условие $\tau_р > \tau_з$. Конечное время нарастания импульсов на выходе детекторов и их амплитудный разброс также приводят к добавочной флуктуации момента срабатывания СС, затрудняя использование малого $\tau_р$ при высокой эффективности.

При регистрации процессов в пучках частиц высокой интенсивности возникает задача получения т. н. эффективных антисовпадений. Эффективными наз. антисовпадения, к-рые позволяют получить макс. подавления счёта, т. е. наименьшую относит. скорость счёта $N_{мин}$ в минимуме кривой антисовпадений (рис. 2, *б*) при макс. скорости счёта $N_{макс}$ за пределами $\tau_р$. Уровень подавления определяется т. н. физ. и схемной неэффективностью антисовпадений. Физ. неэффективность обусловлена случайными совпадениями сигналов детекторов в каналах совпадений, конечной эффективностью регистрации частиц детектором антисовпадений и т. д. Схемная неэффективность определяется прохождением сигналов на выход схемы антисовпадений, хотя сигналы от детекторов антисовпадений превышают порог срабатывания формирующих устройств в каналах антисовпадений и появляются во временно́м интервале $\tau_р$ кривой антисовпадений. Одна из причин схемной неэффективности — т. н. мёртвое время формирующих устройств. На рис. 1 в канале антисовпадений формирование сигнала осуществляется дискриминатором ДИ, имеющим меньшее мёртвое время, чем формирователь Ф. Осн. требование к каналу антисовпадений: мёртвое

время устройства, формирующего сигналы, не должно превышать их длительности или должно отсутствовать. Для достижения эффективности антисовпадений необходимо превышение длительности сформиров. сигнала в канале антисовпадений над его мёртвым временем на величину, минимальную и достаточную для перекрытий длительности и разброса времени появления сигналов совпадений на входе СС, необходимо также минимизировать длительность и разброс времени появления сигналов со всех детекторов.

Помимо ядерной физики и физики элементарных частиц С. м. применяется как метод измерений, основанный на сопоставлении ряда чередующихся сигналов, соответствующих значениям измеряемой величины, с рядом сигналов, относящихся к известной величине. Определение измеряемой величины производится по совпадению сигналов. К С. м. можно отнести, в частности, стробоскопич. метод измерения частоты механич. и эл.-магн. колебаний.

Лит.: Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И., Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, М., 1959; Схемная эффективность антисовпадений при регистрации частиц высокой энергии, Серпухов, 1969; Ковальский Е., Ядерная электроника, пер. с англ., М., 1972; Эффективные антисовпадения при больших загрузках детекторов, Серпухов, 1979; Рехин Е. И., Чернов П. С., Басиладзе С. Г., Метод совпадений, М., 1979.

С. В. Головкин.

СОГЛАСУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО — электрич. цепь или электронное устройство, к-рое обеспечивает оптим. условия передачи энергии от источника сигнала к нагрузке (приёмнику) путём преобразования выходного сопротивления источника или входного сопротивления нагрузки.

При заданном напряжении источника мощность сигнала, поступающая в нагрузку, максимальна, если выходное сопротивление источника ($Z_и = R_и + jX_и$) и сопротивление нагрузки ($Z_н = R_н + jX_н$) удовлетворяют условиям согласования: $R_и = R_н$, $X_и = -X_н$. Для получения макс. мощности в случае, когда эти условия не выполняются, между источником и нагрузкой включается реактивная цепь (без потерь), такая, что входное сопротивление этой цепи с подключённой к выходу нагрузкой удовлетворяет условиям согласования. Поскольку сама цепь не расходует энергию источника, в нагрузку передаётся макс. мощность. Обычно в качестве С. у. используется *трансформатор*.

В области высоких и сверхвысоких частот, когда длина *линии передачи* (двухпроводной линии, коаксиальной линии, волновода и др.) превышает длину волны сигнала, С. у. служит для устранения отражения сигнала от нагрузки, подключённой к линии. Отражение отсутствует, когда сопротивление нагрузки равно *волновому сопротивлению* линии. Если нагрузка не удовлетворяет этому условию, к линии вблизи нагрузки подключается С. у., и его электрич. параметры и место подключения выбираются так, что волны, отражённые от нагрузки и С. у., взаимно уничтожаются. В качестве С. у. применяются четвертьволновые отрезки линий (четвертьволновые трансформаторы), короткозамкнутые отводы от линии (шлейфы), отражающие перегородки в волноводах (диафрагмы), и др. Простейшие С. у. обычно узкополосны. Для согласования в широком интервале частот служат многоэлементные С. у. сложной структуры.

В качестве С. у. также широко применяются электронные усилители, в к-рых устанавливают требуемые значения входного и выходного сопротивлений (напр., путём регулирования отрицательной *обратной связи*). Для согласования источника, обладающего высоким сопротивлением, и нагрузки с малым сопротивлением обычно используют *повторители напряжения*.

А. В. Степанов.

СОЛЕНОИД (от греч. sōlēn — трубка и eidos — вид) — проволочная спираль с током, характеризуемая числом витков на единицу длины n, длиной l, диаметром d; толщина провода и шаг спирали (винтовой линии) малы по сравнению с d и l. Термин «С.» применяют и в более широком значении — так называют катушки с произвольным сечением (квадратный С., прямоуг. С.), и не обязательно цилиндрические (тороидальный С.). Различают длинный С. ($l \gg d$) и короткий ($l \ll d$). В тех случаях, когда соотношение между d и l специально не оговаривается, подразумевается длинный С. В теоретич. физике моделью С. служит система поверхностных токов $j_п$, текущих по цилиндрич. поверхности перпендикулярно к образующей ($j_п = nI$, где I — ток моделируемого С.).

С. изобретён в 1820 А. Ампером (A. Ampère) для усиления открытого Х. Эрстедом (H. Oersted) магн. действия тока и был применён Д. Араго (D. Arago) в опытах по намагничиванию стальных стержней. Магн. свойства С. были экспериментально изучены Ампером в 1822 (тогда же им был введён и термин «С.»), была установлена эквивалентность С. постоянным природным магнитам той же конфигурации, что явилось подтверждением электродинамич. теории Ампера, объяснившей магнетизм взаимодействием скрытых в телах кольцевых молекулярных токов.

Энергия магн. поля С. с точностью до величины порядка d/l сосредоточена внутри С. Вдали от концов С. внутр. поле близко к однородному с напряжённостью $H = nI$ в СИ (в гауссовой системе единиц $H = 4\pi nI/c$). Внеш. поле С. близко к полю двух магн. зарядов $\pm q^m$, помещённых на его концах [$q^m = \mu_0\pi^2 nId^2$ (μ_0 — магн. постоянная) в СИ, $q^m = \pi^2 nId^2/c$ в гауссовой системе единиц]. Силовые линии магн. поля С. приведены на рис.

С. используются в физике и технике для создания квазиоднородных магн. полей и в качестве индуктивных элементов токовых цепей. С. с ферромагн. сердечниками применяются в качестве электромагнитов.

Лит.: Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А., Расчет индуктивностей, 3 изд., Л., 1986; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., [в.] 5, 2 изд., М., 1977.

Г. В. Пермитин.

СОЛИТОН (от лат. solus — один) — локализованное стационарное или стационарное в среднем возмущение однородной или пространственно-периодич. нелинейной среды.

С. характеризуется следующими свойствами: локализован в конечной области; распространяется без деформации, перенося энергию, импульс, момент импульса; сохраняет свою структуру при взаимодействии с др. такими же С.; может образовывать связанные состояния, ансамбли. Профиль (форма) С. определяется в нелинейной среде двумя конкурирующими процессами: расплыванием волны из-за дисперсии среды и «опрокидыванием» нарастающего волнового фронта из-за нелинейности.

До нач. 1960-х гг. С. называли уединённую волну — волновой пакет неизменной формы, распространяющийся с пост. скоростью по поверхности тяжёлой жидкости конечной глубины и в плазме. Ныне под определение С. попадает множество разнообразных физ. объектов. Первая классификация С. может быть сделана по числу пространственных измерений, вдоль к-рых происходит локализация стационарного возмущения нелинейной среды. К одномерным С. относятся классич. уединённые волны в жидкостях, доменные стенки в ферро- и антиферромагнетиках, 2π-импульсы и солитоны огибающей в нелинейной оптике (см. *Солитоны оптические*), локализов. моды коллективной проводимости в молекулах органич. полупроводников и в одномерных металлах (см. *Волны зарядовой плотности*), С. (кванты магн. потока) в джозефсоновских контактах в сверхпроводниках (см. *Джозефсонов эффект*) и т. д. К двумерным С. относят *дислокации* в кристаллич. решётке, дисклинации в *жидких*

кристаллах, вихревые структуры в тонком слое сверхтекучей жидкости, особенно разнообразные в сверхтекучем He^3 (см. *Сверхтекучесть*), маги. трубки (вихри Абрикосова) в сверхпроводниках 2-го рода (см. *Сверхпроводимость*), антициклональные области в геофиз. гидродинамике, в т. ч. «Большое красное пятно» на Юпитере, каналы *самофокусировки* в нелинейной оптике. Трёхмерные С.— это тороидальные вихревые структуры в ферромагнетиках и толстом слое сверхтекучего He^3, солитонные модели элементарных частиц (см. *Солитон* в квантовой теории поля), *чёрные дыры* в теории гравитации. В квантовой теории поля рассматривают С., локализованные в четырёхмерном пространстве-времени,— *инстантоны*.

Математически С. представляют собой локализованные стационарные решения нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных или их обобщений (дифференциально-разностных, интегро-дифференциальных и т. п. ур-ний). Во мн. случаях разл. физ. ситуации и явления описываются одними и теми же ур-ниями, наир. *Кортевега — де Фриса уравнением*, *синус-Гордона уравнением*, *Шрёдингера уравнением нелинейным*, *Кадомцева — Петвиашвили уравнением*. Линейные ур-ния (кроме одномерного волнового ур-ния) не имеют локализованных стационарных решений. С. представляют собой существенно нелинейные объекты, поведение и свойства к-рых принципиально отличаются от поведения волновых пакетов малой амплитуды. Различие особенно сильно, если С. обладает *топологическим зарядом*, т. е. если конфигурация волнового поля в присутствии С. топологически отлична от конфигурации невозмущённого состояния. Значит. часть ур-ний, имеющих солитонные решения, принадлежит к классу ур-ний, в к-ром применим *обратной задачи рассеяния метод*, большинство из них являются интегрируемыми гамильтоновыми системами.

Одномерные солитоны. Уединённая волна на поверхности жидкости конечной глубины впервые наблюдалась в 1834 Дж. С. Расселлом (J. S. Russell). Матем. выражение для формы этой волны было получено в 1854 Ж. В. Буссинеском (J. V. Boussinesq):

$$h=H+\frac{4H\varkappa^2}{\mathrm{ch}^2[(\varkappa/H)(x-v(1+6\varkappa^2)t-x_0)]}. \qquad (1)$$

Здесь H — невозмущённая глубина жидкости, $v=\sqrt{gH}$ — скорость длинных волн малой амплитуды, x_0 — положение центра С., $\varkappa>0$ — безразмерный параметр, характеризующий амплитуду, размер и скорость С. Ур-ние для одномерного С. было выведено в 1895 Кортевегом и де Фрисом. В холодной замагниченной плазме и в плазме без магн. поля с горячими электронами также могут распространяться уединённые волны, аналогичные С. на поверхности жидкости (Р. З. Сагдеев, 1957). С. были использованы Р. З. Сагдеевым при построении теории *бесстолкновительных ударных волн* в плазме, возникающих, напр., при обтекании Земли солнечным ветром.

Моделируя на ЭВМ поведение цепочки атомов, связанных нелинейными упругими силами и описываемых ур-ниями движения

$$\ddot{x}_n=F(x_{n+1}-x_n)-F(x_n-x_{n-1}), \qquad (2)$$

где $F(\xi)=\xi+d\xi^2+\ldots$, n — номер атома в цепочке, Э. Ферми (E. Fermi), Дж. Паста (J. Pasta) и С. Улам (S. Ulam) в 1954 обнаружили аномально медленную стохастизацию в этой системе. Система не термализовалась (в ней не устанавливалось термодинамич. равновесие), а периодически возвращалась в исходное состояние с нач. распределением. При исследовании этой проблемы выяснилось, что в непрерывном пределе она переходит в Кортевега — де Фриса ур-ние (КдФ)

$$u_t+6uu_x+u_{xxx}=0, \qquad (3)$$

выведенное в 1895 для описания эволюции волнового пакета на поверхности жидкости малой глубины. Ур-ние КдФ является универсальным ур-нием, описывающим одномерные или квазиодномерные среды, в к-рых конкурируют слабая квадратичная нелинейность [член buu_x в ур-нии (3)] и слабая линейная дисперсия [член u_{xxx} в ур-нии (3)]. Оказалось, что оно описывает также и колебат. поведение цепочки атомов, а в пределе малой амплитуды и большой длины волны имеет солитонное решение:

$$u=\frac{2\varkappa}{\mathrm{ch}^2[\varkappa(x-4\varkappa^2t-x_0)]}. \qquad (4)$$

В зависимости от соотношения указанных выше двух факторов система переходит из одного состояния в другое, а в случае их взаимной компенсации возникает С.

Из численного решения ур-ния (3) [Н. Забуски (N. Zabusky) и М. Крускал (M. Kruskal), 1964] следует, что С. обладают значит. устойчивостью и при столкновениях рассеиваются упруго, сохраняя свою форму и амплитуду. Анализируя это явление, М. Крускал, Дж. Грин (G. Green), Ч. Гарднер (C. Gardner) и Р. Миура (R. Miura) открыли в 1967 фундам. метод обратной задачи рассеяния, позволивший явно проинтегрировать ур-ние (3), к-рое можно представить как условие совместности переопределённой системы линейных ур-ний для вспомогат. ф-ции Ψ:

$$\Psi_{xx}+(\lambda^2+u)\Psi=0, \qquad (5)$$

$$\Psi_t=4\Psi_{xxx}+6u\Psi_x+3u_x\Psi. \qquad (6)$$

Ур-ние (5) представляет собой стационарное ур-ние Шрёдингера с потенциалом — $u(x,t)$. Если потенциал удовлетворяет ур-нию КдФ (3), то дискретные собств. значения ур-ния Шрёдингера не зависят от времени и непосредственно связаны с С. Если ур-ние (5) имеет N дискретных собств. значений $\lambda_n^2=-\varkappa_n^2$ $(n=1,\ldots,N)$, то при $t\to\pm\infty$ будут присутствовать N С. вида (4) с параметрами $\varkappa=\varkappa_n$. В общем случае в решении содержится также осциллирующая «несолитонная часть».

Решение ур-ния (5), определённое методом обратной задачи рассеяния, имеет вид:

$$\Psi\to\exp(i\lambda x)+r(\lambda,t)\exp(-i\lambda x) \text{ при } x\to+\infty,$$

$$\Psi\to a^{-1}(\lambda)\exp(i\lambda x) \text{ при } x\to-\infty.$$

В чисто солитонном случае $r(\lambda,t)\equiv 0$

$$a(\lambda)=\prod_{n=1}^{N}|(\lambda+i\varkappa_n)/(\lambda-i\varkappa_n)|.$$

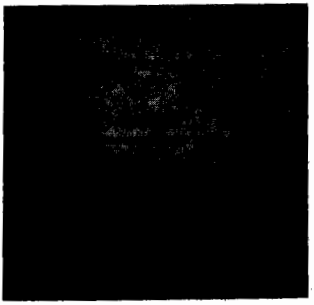
N-солитонное решение описывает рассеяние N С. друг на друге. Это рассеяние происходит упруго с сохранением амплитуд $\varkappa_n^2$, сдвигаются лишь асимптотич. координаты С. При парном столкновении С. с амплитудами $\varkappa_1^2,\varkappa_2^2$ $(\varkappa_2^2>\varkappa_1^2)$ С. приобретают сдвиги

$$(\Delta x_0)_1=\frac{1}{2\varkappa_1}\ln\frac{(\varkappa_1+\varkappa_2)^2}{(\varkappa_1-\varkappa_2)^2},\quad (\Delta x_0)_2=-\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2}(\Delta x_0)_1,$$

т. е. быстрый С. приобретает положительный, а медленный — отрицательный сдвиги. При взаимодействии N С. полный сдвиг каждого С. равен алгебраич. сумме сдвигов от парных соударений, т. е. отсутствуют многосолитонные взаимодействия. Столкновения С., описываемых ур-ниями КдФ, можно наглядно представлять как взаимодействие нерелятивистских частиц, между к-рыми действуют парные силы отталкивания. Напр., для двух С. (4) с одинаковыми амплитудами $\varkappa$, разделёнными расстоянием L, много бо́льшим характерного

размера С. $\sim \varkappa^{-1}$, потенциал силы отталкивания $U(L) \sim \varkappa^3 \exp(-2\varkappa L)$.

Типичная картина возникновения С. в океане, сфотографированная из космоса, изображена на рис.:



чётко видны пять полос (солитонов), перемещающихся снизу справа вверх налево.

Шрёдингера нелинейное ур-ние для комплексной ф-ции $u(x,t)$

$$iu_t + u_{xx} \pm 2|u|^2 u = 0 \qquad (7)$$

является одним из осн. ур-ний нелинейной физики, описывающим эволюцию оптич. волн в нелинейных кристаллах, ленгмюровских волн в плазме, тепловых волн в твёрдых телах и др. При распространении одномерных квазигармонич. волн в слабонелинейных средах в результате кубичной нелинейности (член u_{xx}) и линейной дисперсии (член $2|u|^2u$) происходит самомодуляция — возникают волны огибающей. В случае равновесия нелинейного самосжатия и дисперсионного расплывания появляются С. огибающей. В случае знака «+» в ур-нии (7) С. огибающей имеет вид:

$$u = 2i\eta \exp\left[\frac{1}{2} ivx + i\left(4\eta^2 - \frac{1}{4}v^2\right)t - i\Phi_0\right] \times \\ \times \operatorname{sech}[2\eta(x - vt - x_0)]. \qquad (8)$$

Здесь η и v — амплитуда и скорость С. [в отличие от С. (4), эти параметры являются взаимно независимыми], Φ_0 и x_0 описывают фазу и положение С. в нач. момент.

В. Е. Захаров и А. Б. Шабат показали (1971), что ур-ние (7) также является точно интегрируемым в рамках метода обратной задачи рассеяния с помощью вспомогат. переопределённой системы линейных ур-ний типа (5), (6) для многокомпонентной (векторной) ф-ции Ψ. Следствием точной интегрируемости является наличие точных многосолитонных решений. Как и в случае ур-ния КдФ, эти решения описывают чисто упругие столкновения С. с сохранением формы, амплитуды и скорости. Единств. следствием столкновения являются фазовые сдвиги — изменения параметров Φ_0 и x_0.

Одиомерное ур-ние синус-Гордона. Точно интегрируемым с помощью вспомогат. линейных ур-ний типа (5), (6) для векторной ф-ции Ψ является также синус-Гордона ур-ние

$$\Phi_{tt} - \Phi_{xx} + \sin\Phi = 0. \qquad (9)$$

Это ур-ние встречается во мн. физ. задачах, в к-рых ангармонич. потенциал нелинейного самовоздействия волнового поля периодичен по полевой переменной $\Phi(x,t)$. Примерами являются длинные волны в джозефсоновских переходах, *волны зарядовой плотности* в одномерных металлах, нелинейные волны намагниченности в легкоплоскостных и слабых ферромагнетиках и т. д.

Ур-ние (9) имеет солитонные решения двух разл. типов: т. н. кинки и бризеры. Кинк

$$\Phi_K = \operatorname{arctg}\{\exp[\sigma(x - vt - x_0)(1 - v^2)^{-1/2}]\} \qquad (10)$$

представляет собой уединённую волну, обладающую топологич. зарядом $(2\pi)^{-1}[\Phi_K(x = +\infty) - \Phi_K(x = -\infty)] \equiv \sigma$, движущуюся со скоростью v ($v^2 < 1$). Кинк имеет смысл т. н. флаксона — кванта магн. потока в теории длинных джозефсоновских переходов, доменной стенки — в ферромагнетиках, носителя заряда — в одномерных металлах и т. д. Точные решения ур-ния (9) описывают чисто упругие столкновения любого числа кинков (10), сопровождающиеся фазовыми сдвигами, т. е. изменением параметров x_0, характеризующих положение кинков в нач. момент. В частности, при столкновении двух кинков со скоростями v_1, v_2 ($v_1 > v_2$) фазовые сдвиги равны:

$$(\Delta x_0)_1 = 2\sqrt{1 - v_1^2} \ln \frac{\sqrt{(1+v_1)(1-v_2)} + \sqrt{(1+v_2)(1-v_1)}}{\sqrt{(1+v_1)(1-v_2)} - \sqrt{(1+v_2)(1-v_1)}},$$

$$(\Delta x_0)_2 = -\sqrt{\left(1 - v_2^2\right) / \left(1 - v_1^2\right)}\,(\Delta x_0)_1.$$

Видно, что фазовые сдвиги не зависят от топологич. зарядов кинков.

Как и для С., описываемых ур-ниями (3) и (7), полный фазовый сдвиг любого кинка при рассеянии на совокупности остальных кинков в точности равен сумме сдвигов, порождённых его столкновениями с каждым из остальных кинков по отдельности.

Наглядно два кинка, разделённых расстоянием L, много бо́льшим их характерных размеров $\sim (1 - v^2)^{-1/2}$, можно представлять как две релятивистские частицы, взаимодействующие с потенциалом $U(L) \sim \sigma_1\sigma_2 \exp(-L)$. Т. о., кинки с одинаковыми зарядами $\sigma_1 = \sigma_2$ отталкиваются, с противоположными ($\sigma_1 = -\sigma_2$) — притягиваются.

Пара кинков с противоположным зарядом может образовать связанное осциллирующее состояние — т. н. бризер, представляющий собой 2-й тип точного солитонного решения ур-ния (9):

$$\Phi_{br} = 4\operatorname{arctg}\{\operatorname{tg}\mu \cos[(t - t_0)\cos\mu] \operatorname{sech}(x - x_0)\sin\mu]\} \qquad (11)$$

[движущийся бризер может быть получен из (11) преобразованием Лоренца]. Параметр μ, изменяющийся в пределах $0 < \mu < \pi/2$, характеризует энергию связи $\mathscr{E}$ бризера, определённую разность энергий пары удалённых покоящихся ($v = 0$) кинков (10) и энергии бризера (11): $\mathscr{E} = 32\sin^2(\mu/2)$. Столкновения бризеров друг с другом и с кинками также являются чисто упругими и сопровождаются аддитивными фазовыми сдвигами. В реальных системах бризер не наблюдается вследствие диссипации.

В пределе $\Phi^2 \ll 1$ подстановка

$$\Phi(x,t) = u(x,t)\exp(-it) + u^*(x,t)\exp(it)$$

преобразует ур-ние (9) в нелинейное ур-ние Шрёдингера (7) (с верх. знаком). При этом бризер (11) (при $\mu \ll 1$) преобразуется в покоящийся С. (8) с амплитудой $\eta = \mu$.

Многомерные солитоны. Двумерный С. является решением точно интегрируемого ур-ния Кадомцева — Петвиашвили

$$\frac{\partial}{\partial x}(u_t - 6uu_x - u_{xxx}) = -3u_{yy}, \qquad (12)$$

описывающего ионно-звуковые волны в плазме, капиллярные волны на поверхности «мелкой» жидкости и т. д. Точное решение ур-ния (12)

$$u(x,y,t) = 2\frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln\left[4(\nu + \nu^*)^{-2} + |x - i\nu y - 3\nu^2 t|^2\right], \qquad (13)$$

содержащее произвольный комплексный параметр v, описывает устойчивый двумерный С. (т. н. ламб), движущийся со скоростью $v=(v_x,v_y)$, $v_x=3|v|^2$, $v_y=-6\mathrm{Im}v$. При $(x^2+y^2)\to\infty$ решение (13) убывает как $(x^2+y^2)^{-1}$, т. е., в отличие от одномерных С. (4), (8), (10), (11), характеризующихся экспоненциальным спадом профиля при $|x|\to\infty$, двумерный С. (13) имеет степенную асимптотику. Столкновения любого числа ламбов (13) являются чисто упругими, причём, в отличие от одномерных С., фазовые сдвиги тождественно равны нулю.

Понятие С. можно обобщить и на случай неинтегрируемых нелинейных волновых ур-ний. Сюда можно отнести почти интегрируемые системы, отличающиеся от универсальных интегрируемых ур-ний малыми возмущающими членами, что имеет место в реальных физ. системах. Теория возмущений для почти интегрируемых систем также основана на методе обратной задачи рассеяния [Д. Кауп (D. Kaup), 1976; В. И. Карпман и Е. М. Маслов, 1977]. В почти интегрируемых системах динамика С. более богата; в частности, малые возмущения могут порождать неупругие взаимодействия С. и многосолитонные эффекты, отсутствующие в точно интегрируемом случае.

В системах, далёких от точно интегрируемых, взаимодействия С. оказываются глубоко неупругими. Так, неинтегрируемое релятивистски инвариантное волновое ур-ние

$$\Phi_{tt}-\Phi_{xx}-\frac{1}{2}\Phi+\frac{1}{2}\Phi^3=0,$$

описывающее, напр., динамику параметра порядка при фазовых переходах типа смещения в сегнетоэлектриках, имеет точное устойчивое решение типа кинка:

$$\Phi_к=\mathrm{th}\left[-\frac{\sigma}{2}(x-vt)(1-v^2)^{-1/2}\right],\ \sigma=\pm1. \qquad (14)$$

Численное исследование показывает, что столкновение двух кинков (14) с разл. топологич. зарядом σ может приводить к аннигиляции этих С. в квазилинейные волны (излучение).

Примером С. в неинтегрируемой трёхмерной системе является т. н. скирмион — солитон *Скирма модели*, хорошо описывающей низкоэнергетич. динамику нуклонов.

Нелинейное ур-ние Шрёдингера более общего вида, чем (7),

$$iu_t+\Delta u+|u|^{2n}u=0, \qquad (15)$$

где Δ — *Лапласа оператор*, действующий в пространстве произвольной размерности D, а n — произвольное положит. число, также может иметь солитонное решение (это ур-ние интегрируемо лишь в случае $n=1$, $D=1$). Такой С. может быть устойчив лишь при $nD<2$; в обратном случае он оказывается неустойчивым относительно *волнового коллапса* (см. *Солитон в плазме*).

Лит.: Ребби К., Солитоны, пер. с англ., «УФН», 1980, т. 130, в. 2, с. 329; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Солитоны в действии, под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта, пер. с англ., М., 1981; Лэм Дж. Л., Введение в теорию солитонов, пер. с англ., М., 1983; Солитоны, под ред. Р. Буллафа, Ф. Кодри, пер. с англ., М., 1983; Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983; Давыдов А. С., Солитоны в молекулярных системах, К., 1984; Калоджеро Ф., Дегасперис А., Спектральные преобразования и солитоны. Методы решения и исследования нелинейных эволюционных уравнений, пер. с англ., М., 1985; Раджараман Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985; Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Д., Гамильтонов подход в теории солитонов, М., 1986; Абдуллаев Ф. Х., Хабибуллаев П. К., Динамика солитонов в неоднородных конденсированных средах, Ташк., 1986; Филиппов А. Т., Многоликий солитон, М., 1986; Абловиц М. Дж., Сигур Х., Солитоны и метод обратной задачи, пер. с англ., М., 1987; Solitons, ed. by S. E. Trullinger, V. E. Zakharov, V. L. Pokrovsky, Amst., 1986; Kivshar Yu. S., Malomed B. A., Dynamics of solitons in nearly integrable systems, «Rev. Mod. Phys.», 1989, v. 61, p. 763.

В. Е. Захаров, Б. А. Маломед.

СОЛИТОН в квантовой теории поля — устойчивое нетривиальное классич. решение ур-ний квантовой теории поля. Такой объект изучают с нач. 1970-х гг., когда среди решений ур-ний, инвариантных относительно *Лоренца преобразований*, были найдены С. Примерами являются *синус-Гордона уравнение* и нелинейное волновое ур-ние Клейна — Гордона для *скалярного поля* φ

$$\varphi_{tt}-\varphi_{xx}-\varphi+\varphi^3=0 \qquad (1)$$

(см. *Солитон*). Здесь φ_{tt} и φ_{xx} — вторые производные соответственно по времени и по координате. Энергия $\mathscr{E}$ и импульс p, соответствующие таким солитонным решениям, связаны соотношением $\mathscr{E}^2=p^2+M_c^2$ (здесь и далее полагается $c=1$), где M_c — масса или энергия С. в системе покоя. Исследование процессов рассеяния классических С. указывает на их сходство с аналогич. процессами в физике элементарных частиц — адронов.

Формально в квантовой теории поля С. появляется как решение, обеспечивающее локальные минимумы действия. Квантовый подход к С. требует проведения процедуры квантования флуктуаций вокруг классич. решений (квазиклассич. приближение). При этом возникает проблема квантования нулевых мод, т. е. полевых конфигураций, возникающих при всевозможных трансляциях, поворотах и др. преобразованиях над солитонными решениями, при к-рых не изменяется энергия С. В отличие от ненулевых, нулевые моды не являются малыми отклонениями от классич. солитонного решения и должны быть учтены точно. Процедура квантования с учётом нулевых мод состоит в применении метода коллективных координат для получения хорошо определённого функционального интеграла (интеграла по путям) в пространстве полевых конфигураций.

Для нек-рых вполне интегрируемых ур-ний, напр. для ур-ния синус-Гордона, удаётся получить точное квантовое решение для *матрицы рассеяния* (S-матрицы) С. При этом, как и в классич. теории, для таких систем взаимодействие С. не приводит к дополнит. рождению частиц, т. е. является упругим, а S-матрица многочастичных процессов обладает свойством факторизуемости, т. е. представима в виде произведений S-матриц различных парных процессов.

С. в квантовой теории поля можно разделить на два класса — *топологические солитоны* и нетопологические. Среди топологич. С. (устойчивость к-рых определяется существованием нек-рых квантовых чисел — *топологических зарядов*, связанных с глобальными характеристиками решений) следует отметить С. типа «ёжа». Так, для эффективной киральной (см. *Киральная симметрия*) теории π-мезонного поля с лагранжианом

$$L=\frac{F_\pi^2}{16}\mathrm{Tr}(\partial_\mu U^+\partial_\mu U)+\frac{1}{32e^2}\mathrm{Tr}[U^+\partial_\mu U,U^+\partial_\nu U]^2, \qquad (2)$$

где U — унимодулярная матрица 2×2, F_π и e — параметры теории, существует солитонное решение типа «ёжа» (скирмион) $U=\exp\{if(r)\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{n}\}$, где $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{r}/r$ (r — координата), $\boldsymbol{\tau}$ — *Паули матрицы* и $f(r)$ — ф-ция, определяемая ур-ниями движения с граничными значениями, подчиняющимися условию целочисленности величины $B=[f(0)-f(\infty)]/\pi$, $B=0,\ +1,\ +2,\ \ldots$, являющейся топологич. зарядом (см. также *Скирма модель*). Значение B при этом отождествляется с барионным числом. Имеются аргументы в пользу того, что квантовый скирмион, построенный на основе ур-ния (1) для бозонных полей, может быть фермионом, т. е. подчиняться статистике Ферми—Дирака. Заметим, что в теории скалярного поля, подчиняющегося ур-нию синус-Гордона, оператор солитонного поля также является фермиевским, т. е. подчиняется антикоммутац.

В. Е. Захаров, Б. А. Маломед.

соотношениям. Квантование вращат. нулевых мод скирмиона позволило удовлетворительно описать статистич. свойства нуклона и первого возбуждённого нуклонного резонанса $\Delta(1232)^3/_2)^+$, а также фазы пион-нуклонного рассеяния.

Среди др. топологич. солитонных решений следует отметить решение т'Хоофта — Полякова (G. t'Hooft, 1974; А. М. Поляков, 1974), к-рое возникает в простейшем случае как решение с конечной энергией в системе $SU(2)$-триплета вещественных скалярных полей и триплета векторных калибровочных полей. Подобные классич. *магнитные монополи* существуют и в моделях *великого объединения*, основанных на группах $SU(5)$, $SU(10)$ и др. При этом массы монополей велики и составляют примерно 10^{16}—10^{17} ГэВ. Учёт квантовых поправок уменьшает величину массы монополя по сравнению с его классич. значением.

В нек-рых теориях поля существуют негопологические С., т. е. С. с граничными условиями, эквивалентными вакуумной конфигурации полей. Такие С. получили назв. Q-б о л л о в. Квантовые Q-боллы могут проявлять себя на опыте как тяжёлые заряж. скалярные частицы.

В квантовой теории поля наряду с С., локально минимизирующими действие в пространстве Минковского, часто рассматриваются решения, минимизирующие действие в евклидовом пространстве. Получающиеся при этом солитонные решения наз. *инстантонами* и б а у н с а м и. Под инстантоном обычно понимают классич. решение в евклидовом пространстве, отвечающее подбарьерной траектории в пространстве полей, соединяющее между собой вырожденные вакуумные состояния. При этом действие S_E, подсчитанное для инстантонного решения с учётом квантовых поправок, определяет вероятность w перехода из одного вакуумного состояния в другое, $w = A\exp(-S_E)$. При наличии неск. невырожденных вакуумных состояний часто возникает вопрос о распаде состояний, первоначально находящихся в ложном вакууме (т. е. в вакууме с неминимальной энергией). Процедура определения вероятности таких распадов связана с поиском С. евклидова действия, соединяющего классич. решение, отвечающее ложному вакууму, с классич. решением той же энергии, расположенным над истинным вакуумом. Такое решение наз. баунсом.

Лит.: t'H o o f t G., Magnetic monopoles in unified gauge theories, «Nucl. Phys.», 1974, v. B79, p. 276; П о л я к о в А. М., Спектр частиц в квантовой теории поля, «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 430; B e l a v i n A. A. и др., Pseudoparticle solutions of the Yang — Mills equations, «Phys. Lett.», 1975, v. 59B, p. 85; N e v e u A., Quantization of nonlinear systems, «Repts Progr. Phys.», 1977, v. 40, p. 709; О к у н ь Л. Б., Физика элементарных частиц, 2 изд., М., 1988; Р а д ж а р а м а н Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985. *А. Е. Кудрявцев.*

СОЛИТОН в п л а з м е — уединённая волна, возникающая в результате развития в плазме сильнонелинейных процессов и устойчиво существующая в ней. Наиб. важными и хорошо изученными являются два типа С.: ионно-звуковые С. в неизотермич. плазме и ленгмюровские (электронные) С. в холодной плазме.

Ионно-звуковые солитоны. Нелинейность ионно-звуковых волн (см. *Волны в плазме*) описывается конвективным членом в гидродинамич. ур-ниях движения холодной плазмы. В простейшем случае однородной бесстолкновительной неизотермич. плазмы (т. е. при условии $T_e \gg T_i$, где T_e и T_i — темп-ры электронов и ионов) в отсутствие магн. поля нелинейные ионно-звуковые волны описываются *Кортевега — де Фриса уравнением* (КдФ)

$$n_t + 6nn_x + n_{xxx} = 0, \qquad (1)$$

где переменная величина n может рассматриваться как возмущение плотности ионов; электрич. потенциал и ср. скорость движения ионов также пропорциональны n. Ур-ние (1) имеет хорошо известное устойчивое решение в виде С.

$$n_{sol} = 2\varkappa^2 \mathrm{sech}^2[\varkappa(x - 4\varkappa^2 t)] \qquad (2)$$

($\varkappa$ — его произвольная амплитуда), движущегося со скоростью $v = 4\varkappa^2$. Физически С. (2) соответствует области сжатия (повыш. плотности плазмы), перемещающейся с пост. скоростью в квазиодномерной плазме.

К тому же виду (1) сводится ур-ние для нелинейных *магнитозвуковых волн* в плазме, помещённой во внеш. магн. поле; т. е. ур-ние КдФ моделирует также распространение магнитозвуковых плазменных С. Ионно-звуковые С. в плазме экспериментально обнаружены в нач. 1970-х гг. [1].

В двумерном случае естеств. обобщением ур-ния КдФ является *Кадомцева — Петвиашвили уравнение* (КП):

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_t + 6nn_x + n_{xxx}) = \pm n_{yy}. \qquad (3)$$

Ионно-звуковые волны в двумерной плазме обладают отрицат. дисперсией, что соответствует знаку «минус» в правой части ур-ния (3). Ур-ние КП для них имеет устойчивые решения в виде косых (под нек-рым углом к магн. полю) квазиодномерных С. вида:

$$n_{sol} = 2\varkappa^2 \mathrm{sech}^2[\varkappa(x + ky) - (4\varkappa^2 + k^2)t], \qquad (4)$$

где параметр k определяет ориентацию С.

Ур-ние КП со знаком «плюс» описывает распространение магнитозвуковых волн с положит. дисперсией в холодной замагниченной плазме под углом к магн. полю. При этом предполагается, что частота магнитозвуковых волн много меньше циклотронной частоты. Решения квазиодномерных магнитозвуковых С. вида (2) неустойчивы, однако в двумерном случае есть устойчивое решение в виде т. н. л а м п о в (*lumps*) — движущихся и локализованных по всем направлениям двумерных С. В отличие от квазиодномерных С. (4), лампы характеризуются не экспоненциальным, а степенным убыванием на бесконечности:

$$u(x, y) \sim (x^2 + y^2)^{-1} \text{ при } x^2 + y^2 \to \infty.$$

Ленгмюровские солитоны. Образование ленгмюровских С. в холодной плазме возможно благодаря действию пондеромоторных сил, выталкивающих плазму из области с повыш. напряжённостью электрич. поля. В этом случае может возникнуть С. в виде т. н. к а в и т о н а — локализов. области с повыш. значением электрич. поля и пониж. плотностью плазмы. Эволюция комплексной огибающей $u(x, t)$ ленгмюровских волн в однородной холодной квазиодномерной плазме описывается *Шрёдингера уравнением нелинейным* (ШУН)

$$iu_t + u_{xx} + 2|u|^2 u = 0. \qquad (5)$$

Устойчивое солитонное решение ур-ния (5) имеет вид:

$$u = 2i\eta \mathrm{sech}[2\eta(x - vt)]\exp[ivx/2 + i(4\eta^2 - v^2/4)t], \qquad (6)$$

где η и v — произвольные параметры, задающие амплитуду и скорость С. Плазменные кавитоны, описываемые (6), обнаружены экспериментально в 1974—75.

Квазиодномерные ленгмюровские С. оказываются неустойчивыми в двух- и трёхмерных случаях. Развитие этой неустойчивости приводит в конечном счёте к ленгмюровскому *волновому коллапсу*.

Взаимодействие ленгмюровских и ионно-звуковых волн [или, в матем. терминах, взаимодействие комплексной огибающей $u(x, t)$ ленгмюровских волн с вещественным возмущением плотности плазмы $n(x, t)$] описывается системой ур-ний Захарова:

$$iu_t + u_{xx} + 2nu = 0,$$
$$n_{tt} - n_{xx} = -(|u|^2)_{xx}. \qquad (7)$$

При $u = 0$ система ур-ний (7) переходит в линейное волновое ур-ние для ионно-звуковых волн. Эта система имеет точное устойчивое решение, соответствующее ленгмюровскому С., в одномерном случае и неустойчивое — для двух- и трёхмерных обобщений [2].

Взаимодействия солитонов в плазме могут быть как упругими, так и неупругими. Упругие взаимодействия с полным сохранением структуры С. при столкновении описываются точно интегрируемыми ур-ниями КдФ, КП и ШУН (см. *Обратной задачи рассеяния метод*). Неинтегрируемая система ур-ний Захарова описывает неупругие столкновения С., приводящие к интенсивному излучению линейных волн, слиянию сталкивающихся С. в новый С. и т. д. Неупругими оказываются также взаимодействия С. со свободными ионно-звуковыми волнами. Напр., монохроматическое либо случайное звуковое поле, воздействующее на ленгмюровский С., приводит к его распаду на линейные ленгмюровские волны. Описание реальной плазмы, основанное на ур-ниях КдФ, КП и ШУН, является сильно идеализированным. Часто необходимо учитывать дополнит. эффекты, к-рые могут существенно влиять на динамику С. в плазме. Это даёт дополнит. (возмущающие) члены в указанных ур-ниях. В таком случае для анализа динамики С. используется теория возмущений. Так, напр., при учёте конечности отношения T_i/T_e ионно-звуковые С. в неизотермич. бесстолкновительной плазме распадаются вследствие *Ландау затухания*. С учётом этого эффекта ур-ние КдФ (1) превращается в ур-ние КдФ — Бюргерса

$$n_t + 6nn_x + n_{xxx} = \alpha n_{xx} \qquad (8)$$

с положит. диссипативным параметром α. Вместо солитонных решений ур-ние (8) имеет решение в виде устойчивой движущейся волны перепада плотности с колебат. структурой — *бесстолкновительной ударной волны*.

Для ленгмюровских С. важно взаимодействие с электронами плазмы, также приводящее к затуханию Ландау. Возмущающим фактором для ленгмюровского С. является также неоднородность плазмы: он притягивается областью плазмы, где плотность понижена, и может совершать колебания вблизи минимума плотности.

В плазме могут встречаться и С. др. типов, напр. С. циклотронных волн, различные двумерные дрейфовые вихри [4] и С. в системе резонансно взаимодействующих простых волн.

Лит.: 1) Tran M. Q., Ion-acoustic soliton in a plasma. A review of their experimental. Properties and related theories, «Physica Scripta», 1979, v. 20, p. 317; 2) Захаров В. Е., Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; 3) Kivshar Yu. S., Malomed B. A., Dynamics of solitons in nearly integrale systems, «Rev. Mod. Phys.», 1989, v. 61, p. 763; 4) Петвиашвили В. И., Похотелов О. А., Уединенные волны в плазме и атмосфере, М., 1989; Основы физики плазмы, т. 1—2, М., 1983—84.

Б. А. Маломед.

СОЛИТО́НЫ оптические — оптические импульсы, сохраняющие структурную устойчивость огибающей при распространении в нелинейной среде даже при наличии возмущающих факторов и взаимодействий с др. С. В зависимости от характера нелинейного взаимодействия излучения с веществом солитонные эффекты в оптике разделяют на резонансные и нерезонансные.

В нерезонансных средах оптич. С. формируются в результате баланса двух конкурирующих процессов — дисперсионного расплывания (см. *Дисперсия света*) и нелинейного самосжатия (см. *Самовоздействия света*). Наиб. благоприятные условия для формирования С. реализуются в одномодовых волоконных световодах благодаря предельно малым оптич. потерям (~0,2 дБ/км при длине волны излучения $\lambda = 1{,}55$ мкм) и устойчивости модовой структуры излучения при возрастании входной мощности вплоть до значений, близких к порогу самофокусировки.

Временные эффекты самовоздействия (самосжатия) оптич. импульсов обусловлены нелинейной добавкой к показателю преломления $\delta n = \bar{n}_2 I_{эф}$, где эфф. значение интенсивности $I_{эф} = P_0/S_{эф}$ определяется отношением пиковой мощности импульса P_0 к эфф. площади моды $S_{эф}$, $\bar{n}_2$ — коэф. нелинейности (в кварцевых световодах $\bar{n}_2 = 3{,}2 \cdot 10^{-16}$ см^2/Вт). При распространении импульса на расстояние z его вершина приобретает дополнит. фазовый набег $\delta\varphi = kn_2 I_{эф} z$ (k — волновое число) и, следовательно, зависящую от времени добавку к несущей частоте $\delta\omega = \partial(\delta\varphi)/\partial t$. Т. о., в результате фазовой самомодуляции нарастает несущая частота от фронта импульса к его хвосту, т. е. происходит частотная модуляция. Для скорости частотной модуляции $\alpha_{фс} = \partial(\delta\omega)/\partial t$ справедлива оценка $\alpha_{фс} \sim k\bar{n}_2 I_{эф} z/2\tau_0^3$, где τ_0 — длительность импульса.

Другой конкурирующий процесс — дисперсионное расплывание импульса возникает вследствие дисперсии групповой скорости, характеризуемой величиной $k_z = \partial^2 k/\partial\omega^2$. Спектрально-ограниченный импульс приобретает частотную модуляцию, скорость к-рой $\alpha_д = 2zk_z^{-1}/(z^2 + L_д^2)$ зависит от пройденного расстояния z, где $L_д = \tau_0^2/|k_z|$ — дисперсионная длина. В спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповой скорости ($k_z < 0$, $\lambda > 1{,}3$ мкм), частота импульса умеьшается от фронта импульса к хвосту.

Из условия баланса конкурирующих процессов $\alpha_д + \alpha_{фс} = 0$ при прохождении импульсом расстояния $z \ll L_д$ можно оценить критич. мощность, при к-рой формируется С. $P_{кр} = k_z S_{эф}/(k\bar{n}_2\tau_0^2)$.

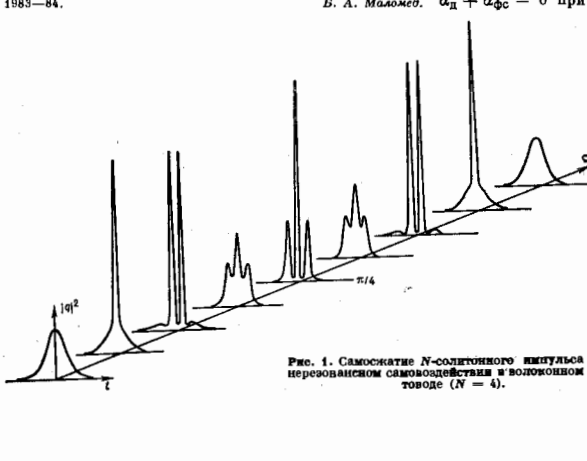


Рис. 1. Самосжатие N-солитонного импульса при нерезонансном самовоздействии в волоконном световоде ($N = 4$).

Основой для адекватного матем. описания процессов формироввния и взаимодействия С. пикосекундного диапазона длительностей является нелинейное ур-ние Шрёдингера, к-рому удовлетворяет комплексная амплитуда поля $q(\xi, \tau)$ (см. *Солитон*). Огибающая солитонного импульса имеет вид $q = \mathrm{sech}(\tau)\exp(-i\xi/2)$, где ξ — расстояние, нормированное на дисперсионную длину $L_д$, $\tau = (t - z/u)/\tau_0^2$ — бегущее время, нормированное на нач. длительность импульса, u — групповая скорость. Нелинейное ур-ние Шрёдингера принадлежит к классу интегрируемых нелинейных ур-ний и

решается *обратной задачи рассеяния методом*. Если мощность спектрально-ограниченного импульса превышает критическую, то его асимптотич. поведение при $\zeta \to \infty$ определяется солитонной составляющей, амплитуда несолитонной части решения убывает $\propto \zeta^{-1/2}$.

Важным классом аналитически вычисляемых решений нелинейного ур-ния Шрёдингера являются N-солитонные импульсы, соответствующие нач. условиям вида $q(0, \tau) = N\,\mathrm{sech}\tau$, где N — целое число. Они представляют собой нелинейную суперпозицию N движущихся с одинаковой скоростью солитонов с амплитудами $q_m = (2m - 1)$, $m = 1, 2, \ldots, N$. Важные особенности N-солитонных импульсов состоят в том, что их распространение начинается с самосжатия (рис. 1), а модуль комплексной амплитуды периодичен по ζ с периодом $\pi/2$.

Закономерности формирования и распространения одно-солитонных и N-солитонных импульсов были подтверждены экспериментами Л. Молленауэра (L. Mollenauer), Р. Х. Столена (R. H. Stolen) и В. Гордона (W. Gordon). В этих опытах с помощью тщательно сформированных пикосекундных импульсов синхронно накачиваемого лазера на центрах окраски ($\lambda = 1{,}5$ мкм; полная длительность импульса по полувысоте ~ 7 пс; $P_0 \simeq 1$—22 Вт) удалось наблюдать одно-солитонные и N-солитонные импульсы для $N \leqslant 4$. Успешные эксперименты с С. стимулировали их применение в волоконно-оптич. связи для сверхскоростной передачи информации, в технике формирования импульсов фемтосекундной длительности, в спектроскопии быстропротекающих процессов и привели к созданию солитонных лазеров.

Теоретически и экспериментально исследовано влияние различных возмущающих факторов (оптич. потери, дисперсия высших порядков, инерционность нелинейного отклика, стохастич. возмущения формы входного импульса и параметров световода) на распространение пико- и фемтосекундных С. и на их взаимодействие. Показана возможность компенсации оптич. потерь за счёт комбинац. усиления, что позволяет реализовать передачу С. на расстояния до 50 км.

Распространение мощных когерентных импульсов света в резонансно-поглощающих средах (см. *Самоиндуцированная прозрачность*) также сопровождается солитонными эффектами. Если длительность импульса τ_0 существенно меньше времён релаксации наседённостей T_1 и *затухания свободной поляризации* T_2, то в результате поглощения в течение 1-й половины импульса и последующего усиления в течение 2-й половины импульса формируется стационарный волновой пакет, проникающий в среду на расстояние, существенно превышающее длину линейного поглощения (см. также *Двухуровневая система*).

Матем. описание этого процесса основывается на системе ур-ний Максвелла — Блоха. Для спектрально-ограниченных импульсов осн. значение имеет площадь, заключённая под огибающей:

$$S(t,z) = \varkappa \int_{-\infty}^{t} A(t',z)\,dt,$$

где $\varkappa = 2d/\hbar$, d — дипольный момент резонансного перехода, $\hbar$ — постоянная Планка. Импульсы с площадью $S = 2\pi$ и огибающей $A = 2(\varkappa\tau_0)^{-1}\,\mathrm{sech}(t/\tau_0)$ являются устойчивыми. Групповая скорость распространения импульса u меньше скорости света. Характерное время задержки t_3 импульса на расстоянии L пропорционально коэф. линейного поглощения δ: $t_3 = L(u^{-1} - c^{-1}) = \delta L\tau_0/2$. Если площадь исходного импульса превышает 2π в N раз, то в процессе распространения он разбивается на последовательность N импульсов с разл. длительностями, амплитудами и скоростями (рис. 2).

Солитонные эффекты проявляются при взаимодействии волновых пакетов с разл. несущими частотами

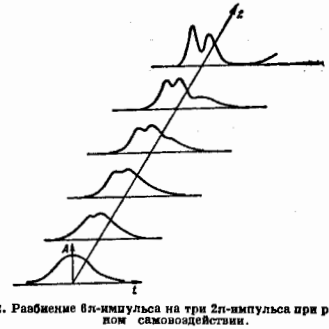


Рис. 2. Разбиение 6π-импульса на три 2π-импульса при резонансном самовоздействии.

в средах с квадратичной нелинейностью (т. н. параметрические С.). В этом случае стационарный импульс формируется в результате баланса процессов энергообмена и расстройки групповых скоростей. Теоретически показана возможность формирования С. при вынужденном комбинац. рассеянии света (ВКР-солитоны) и в процессе вынужденного *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния*, однако экспериментально они не наблюдались из-за ряда жёстких требований на параметры излучения и среды.

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988; Сухоруков А. П., Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике, М., 1988. *С. А. Ахманов, В. А. Выслоух.*

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ — в широком смысле изменчивость (переменность) Солнца. Проявляется во всей совокупности нестационарных процессов на *Солнце* и в его атмосфере: возникновении и исчезновении пятен, протуберанцев, факелов, флоккул (рис. 1); возрастании УФ-, рентг. и радиоизлучения; *вспышках на Солнце*.

Все указанные проявления С. а., как правило, тесно связаны между собой и имеют место в т. н. активных областях, в к-рых выходят на поверхность сильные магн. поля. Это свидетельствует об общей природе проявлений С. а.: все они связаны с магн. полем Солнца. Поэтому под С. а. в узком смысле часто понимают почти периодич. переменность магн. поля Солнца. Последняя характеризуется неск. параметрами, или индексами активности, важнейшим из к-рых является цюрихское относит. число солнечных пятен, или *Вольфа число*. Оно определяется по ф-ле $R_z = k(f + 10g)$, где f — общее число пятен на видимой полусфере Солнца, g — число групп пятен, k — коэф., позволяющий привести наблюдательные данные разл. обсерваторий к стандартной шкале цюрихских чисел. Среднее за год цюрихское число, как и средние годовые числа др. активных явлений на Солнце, изменяется с периодом ок. 11 лет, что и наз. циклом С. а. или *солнечным циклом*. Ср. широта пятен также изменяется в ходе цикла: первые пятна цикла появляются около широт $\pm 30°$, последние — гораздо ближе к солнечному экватору, около широт $\pm 8°$. Это изменение (часто называемое законом Шперера) лучше всего иллюстрируется т. н. диаграммой «бабочек Маундера» (рис. 2). Поскольку с пятнами связаны др. проявления С. а., напр. флоккулы и вспышки, их статистич. поведение также характеризуется 11-летним циклом и широтным распределением, подобным «бабочкам Маундера».

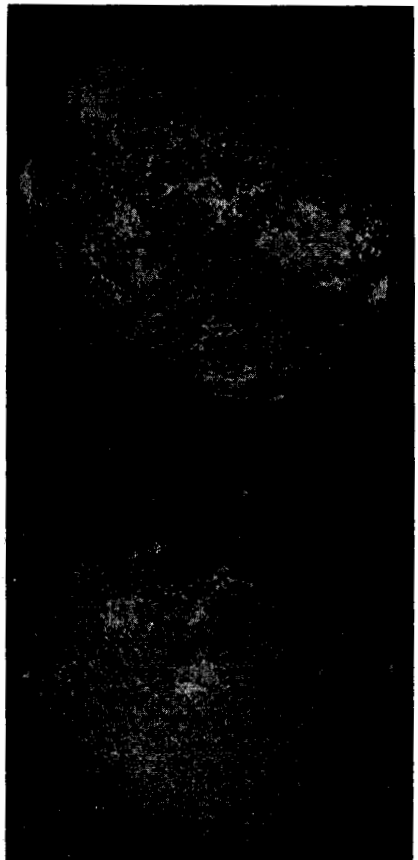


Рис. 1. Фотографии Солнца в хромосферной линии CaII. Яркие области — хромосферные флоккулы. Вверху — активное Солнце, внизу — Солнце вблизи минимума активности.

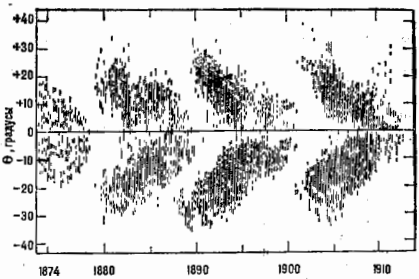


Рис. 2. Широтное распределение солнечных пятен с 1874 до 1913 (Θ — широта).

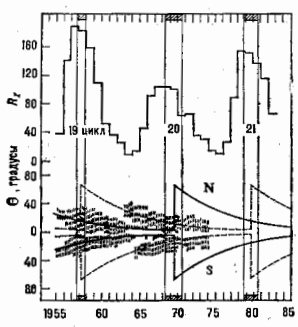


Рис. 3. Вверху — среднегодовые значения числа R_z в 19—21-м циклах солнечной активности. Вертикальными полосами показаны периоды смены знака общего магнитного поля Солнца. Внизу — схематическое изображение широтного хода активных областей с учётом разной полярности магнитного поля (сплошная линия и пунктир). Штриховкой обозначены зоны образования пятен (Θ — широта).

При смене цикла С. а. меняется полярность общего магн. поля Солнца, а в группах пятен меняется полярность ведущего (западного) пятна. Поэтому правильнее говорить о 22-летнем цикле. Каждый чётный (по принятой нумерации) цикл образует пару с соседним нечётным циклом. Эта закономерность хорошо прослеживается, напр., на широтном распределении активных областей (рис. 3). На весьма ограниченном наблюдат. материале находят свидетельства модуляции амплитуды цикла С.а. с длинными периодами: ок. 80, 200, 400 и 600 лет. Регистрация др. явлений, таких, как полярные сияния, а также абс. хронология по содержанию изотопов углерода в годичных кольцах древесины и т. д. косвенным образом свидетельствуют о долгопериодич. вариациях С. а. и, в частности, о существовании очень низкого уровня С. а. в течение 70 лет начиная с 1645 (т. н. минимум Маундера).

Происхождение и изменчивость магн. полей, обусловливающих наблюдаемые проявления С. а.,— один из фундам. вопросов физики Солнца. Солнечные магн. поля почти всегда (исключение составляют вспышки) «вморожены» в проводящую среду — солнечную плазму и движутся вместе с ней. Поэтому практически все изменения магн. полей в атмосфере и внутри Солнца связаны с движениями среды. Неоднородное вращение и конвекция, особенно при наличии турбулентных движений, внутри Солнца могут усиливать первоначально слабые поля и поддерживать их. Такой процесс получил назв. *гидромагнитного динамо* и в целом неплохо описывает особенности поведения крупномасштабного магн. поля Солнца. В большинстве моделей динамо неоднородное (дифференциальное) вращение Солнца используется для вытягивания крупномасштабного тороидального (перпендикулярного к плоскости, содержащей ось вращения Солнца) магн. поля из крупномасштабного полоидального (лежащего в плоскости, проходящей через ось вращения) магн. поля. Тороидальное поле в свою

очередь генерирует новое полоидальное поле посредством закручивания силовых линий под действием силы Кориолиса в конвективных потоках. Благодаря такой связи становится возможным поддержание незатухающего магн. поля. Взаимодействие полоидального и тороидального компонентов крупномасштабного магн. поля может иметь характер почти периодических нелинейных колебаний, что и является основой для интерпретации цикла С. а. как динамо-процесса.

С. а. оказывает значит. воздействие на процессы, происходящие в межпланетном и околоземном пространствах, в атмосфере и биосфере Земли (см. *Солнечно-земные связи*).

Лит.: Витинский Ю. И., Солнечная активность, 2 изд., М., 1983; Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; Моффат Г. К., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Прист Э. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985.

Б. В. Сомов.

СОЛНЕЧНАЯ БАТАРЕЯ (батарея солнечных элементов) — устройство, непосредственно преобразующее энергию солнечного излучения в электрическую. Действие солнечного элемента (СЭ) основано на использовании явления внутр. *фотоэффекта*. Наиб. применение получили конструкции СЭ с *p—n-переходами* и *гетеропереходами*, представляющие собой плоскую (базовую) полупроводниковую пластину с тонким фронтальным слоем полупроводника, имеющего тип проводимости, противоположный типу проводимости базовой области. При облучении в полупроводнике генерируются дополнит. носители заряда, к-рые перемещаются под действием электрич. поля *p — n*-перехода и создают на внеш. выводах *фотоэдс*.

Основные параметры солнечных элементов. При отсутствии внеш. нагрузки напряжение на выводах СЭ максимально и наз. напряжением холостого хода U_{xx}. В замкнутом накоротко фотоэлементе потечёт макс. фототок $I_{кз}$ — ток короткого замыкания. При наличии внеш. нагрузки величины напряжения $U_н$ на нагрузке и тока $I_н$ меньше значений U_{xx} и $I_{кз}$ соответственно. Величина $FF = I_н U_н / I_{кз} U_{xx}$ наз. фактором заполнения нагрузочной характеристики.

Важнейшим параметром СЭ является его кпд (или эффективность преобразования энергии солнечного излучения в электрическую) $\eta = I_н U_н / P_c$, где P_c — мощность солнечного излучения, падающего на поверхность СЭ. Эффективность СЭ определяется тем, что часть солнечного излучения с энергией фотона, меньшей ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ полупроводника, проходит через СЭ без поглощения и в фотоэлектрич. отношении является бесполезной. Чем меньше ширина запрещённой зоны, тем бо́льшая доля солнечного света поглощается в нём.

Др. важная причина снижения кпд СЭ — неполное использование энергии поглощённых фотонов. При генерации электронно-дырочных пар фотонами с энергией, превышающей ширину запрещённой зоны полупроводника, избыточная энергия излучения теряется при переходах внутри зоны за счёт соударений носителей с атомами решётки и переходит в тепло. Эти потери уменьшаются с увеличением $\mathscr{E}_g$.

Осн. причинами дополнит. потерь, уменьшающих практически достижимые значения кпд, являются отражение части светового потока от поверхности СЭ (коэф. отражения для полупроводников, применяемых в СЭ, составляет ок. 30% и 3—5% при использовании просветляющих покрытий) и рекомбинац. потери, вызванные тем, что часть возбуждённых фотоносителей не доходят до *p — n*-перехода, рекомбинирует, а их энергия передаётся решётке полупроводника (см. *Рекомбинация* носителей заряда). В фотоэлементах с *p — n*-переходами существенны потери за счёт поверхностной рекомбинации, особенно для носителей, генерированных вблизи облучаемой поверхности КВ-частью солнечного света. Омические потери в СЭ приводят к уменьшению фактора заполнения нагрузочной характеристики.

Энергетич. характеристики С. б. определяются материалом фотоэлемента, конструктивными особенностями СЭ, кол-вом СЭ в батарее. Распространёнными материалами для СЭ являются Si, GaAs, CdS, CdTe (см. *Полупроводниковые материалы*). Наиб. высокий кпд получен в СЭ на основе Si (17% при освещении в земных условиях) и в СЭ на основе GaAs (22%). Конструктивно С. б. обычно выполняют в виде плоской панели и СЭ, защищённых прозрачными покрытиями. Число СЭ в батарее может достигать неск. сотен тысяч, площадь панели — тысяч м², ток С. б. — сотен А, напряжение — сотен В, генерируемая мощность — неск. десятков и сотен кВт.

Увеличение кпд может быть получено в каскадных СЭ с неск. *p — n*-переходами в полупроводниках с разл. шириной запрещённой зоны. Солнечный спектр может быть расщеплён либо селективными зеркалами, либо посредством расположения неск. СЭ один за другим с убыванием ширины запрещённой зоны СЭ по ходу солнечных лучей. Расчётные значения кпд для двухкаскадных СЭ достигают 45%. Осн. перспективы в реализации монолитных конструкций каскадных СЭ заключаются в трудности осуществления последоват. соединения верхнего и нижнего элементов без внесения дополнит. омических и оптич. потерь.

Достоинства С. б.— их простота, надёжность и долговечность, малая масса и миниатюрность СЭ, генерирование энергии без загрязнения окружающей среды; осн. недостаток — высокая стоимость. Применяются на космич. летат. аппаратах, где они занимают доминирующее положение среди др. источников автономного энергопитания. В земных условиях С. б. используют для питания устройств автоматики, переносных радиостанций, разл. приёмников, для катодной антикоррозионной защиты нефте- и газопроводов и др.

Лит.: Васильев А. М., Ландсман А. П., Полупроводниковые фотопреобразователи, М., 1971; Алферов Ж. И., Андреев В. М., Перспективы фотоэлектрического метода преобразования солнечной энергии, Черноголовка, 1981; Каган М. Б., Гетерогенные, каскадные и комбинированные фотопреобразователи на основе арсенида галлия, в кн.: Фотоприемники и фотопреобразователи, Л., 1986; Колтун М. М., Солнечные элементы, М., 1987.

В. М. Андреев.

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА — внешняя, наиболее горячая и разреженная часть атмосферы *Солнца*, простирающаяся до Земли и далее. Она отделена от хромосферы тонким переходным слоем, в к-ром темп-ра резко возрастает от хромосферных ($\lesssim 10^4$ К) до корональных ($\gtrsim 10^6$К) значений. Темп-ра С. к. достигает максимума ($\approx 2 \cdot 10^6$К) на высоте ок. $^1/_{10}$ радиуса Солнца от его поверхности и очень медленно падает (до $\sim 10^5$ К вблизи орбиты Земли) во внеш. короне (части С. к. выше температурного максимума), непрерывно расширяющейся в межпланетное пространство в виде *солнечного ветра*. Корональная плазма полностью ионизована, её хим. состав практически такой же, как в солнечной фотосфере. Средняя кинетич. темп-ра С. к. превышает 10^6 К. В полярных областях короны темп-ра ниже средней (возможно, в результате чрезвычайно сильного солнечного ветра, исходящего из полярных *корональных дыр*). В активных областях (см. *Солнечная активность*) темп-ра повышена примерно на $0{,}5 \cdot 10^6$ К, в корональной части *вспышки на Солнце* — может достигать десятков млн. К.

Ср. концентрация электронов в ниж. части спокойной внутренней С. к. $\sim 10^8$ см$^{-3}$. Поскольку плазма С. к. электрически нейтральна, концентрация ионов (в осн. протонов) в ней такая же. С ростом расстояния от солнечной поверхности концентрация частиц падает. На расстоянии одного радиуса Солнца она $\sim 10^6$ см$^{-3}$, на расстоянии четырёх радиусов $\sim 10^5$ см$^{-3}$, десяти радиусов $\sim 10^4$ см$^{-3}$.

Вследствие низкой плотности корональной плазмы её излучат. способность (см. *Излучение плазмы*) мала, что

приводит к высокой темп-ре даже при слабом нагреве. Нагрев С. к. происходит за счёт энергии, приходящей из более низких слоёв атмосферы Солнца. Полагают, что он связан с магн. потоком, выходящим из границ супергрануляц. ячеек. Нагрев может быть вызван как альвеновскими и магнитозвуковыми волнами (см. *Волны в плазме*), так и прямой диссипацией энергии маги. поля. Механизм превращения магн. энергии в тепловую и кинетическую, скорее всего, аналогичен механизму, предложенному для объяснения солнечных вспышек и обусловлен *пересоединением* магн. силовых линий. По-видимому, повсюду в короне происходят многочисл. малые микровспышки, осуществляющие её нагрев. Высокая теплопроводность корональной плазмы обеспечивает отток энергии из области температурного максимума в основном вниз, в хромосферу, но частично и вверх. Существенно меньшая часть энергии уносится из С. к. её собств. излучением.

С. к. наблюдают в широком диапазоне спектра — от рентгеновского до радиоизлучения. В видимом диапазоне 99% полного излучения С. к. представляет собой рассеянное на свободных электронах (и вследствие этого линейно поляризованное, т. н. томсоновское *рассеяние света*) непрерывное излучение фотосферы (*K*-корона) (из-за высокой темп-ры фраунгоферовы линии в *K*-короне полностью замыты). Во внутр. короне на него налагается линейчатое излучение (собственное корональное излучение), содержащее запрещённые спектральные линии высокоионизов. атомов железа, никеля, кальция и др. (*E*-корона). Наблюдаемое во внеш. короне осн. свечение физически не связано с короной и создаётся в результате рассеяния и дифракции фотосферного излучения на межпланетных пылевых частицах (*F*-корона). *K*- и *F*-компоненты образуют «белую» С. к. Яркость её у лимба составляет ок. 10^{-6} яркости центра солнечного диска и довольно быстро падает с удалением от лимба. Она наблюдается во время полных солнечных затмений, а также с помощью коронографов с внепл. затмением, устанавливаемых на аэростатах, спутниках либо высоко в горах. Общая форма С. к. меняется с фазой *солнечного цикла*: почти сферична в годы максимума и сильно вытянута вдоль экватора в годы минимума.

Излучение С. к. возникает в условиях, сильно отличающихся от термодинамич. равновесия. Вследствие высокой темп-ры и высокой степени ионизации вещества короны бо́льшая часть её излучения приходится на рентг. область и далёкую УФ-область спектра. Спектр короны в этом диапазоне в осн. состоит из многочисл. эмиссионных линий. Мн. из них относятся к разрешённым переходам высокоионизов. атомов. Спектральные линии в ближнем УФ-диапазоне в основном запрещённые. Всё солнечное излучение с $\lambda < 200$ Å и радиоизлучение в метровом диапазоне исходят из С. к.

С. к. обладает сложной структурой, определяемой в осн. магн. полем Солнца. Вследствие чрезвычайной разреженности коронального газа даже слабые магн. поля, проникающие из фотосферы, оказывают существ. влияние на динамику и строение короны. Напряжённость магн. поля в короне не превышает, по-видимому, 1—10 Гс.

Области с «открытыми» конфигурациями магн. поля — корональные дыры — обширные области в С. к. с пониженными плотностью и темп-рой, практически не дающие рентг. излучения. Они занимают ок. 20% поверхности Солнца, существуют в течение неск. оборотов Солнца. Полярные корональные дыры существуют почти постоянно.

Области с замкнутыми магн. силовыми линиями — нетельные структуры — типичны для внутр. короны. Многочисл. яркие петли и системы петель, по-видимому, очерчивают силовые линии магн. поля и часто расположены над активными областями или связывают разл. активные области.

Над активными областями возникают корональные конденсации — образования, значительно более плотные (до 10^{10} электронов в 1 $см^3$) и более горячие (темп-ра превышает $3 \cdot 10^6$ К), чем окружающее вещество, состоящие из систем ярких петель.

В рентг. диапазоне видны яркие точки, распределённые по всему диску Солнца. Они очень компактны, характерное время жизни ≈ 8 ч, магн. поле ~ 10 Гс. За сутки возникает ок. 1500 точек. Яркие точки служат корональным проявлением маленьких биполярных областей всплывающего магн. потока и, по-видимому, состоят из неск. петель. Магн. поток, выносимый всеми рентг. точками, составляет значит. долю общего магн. потока, выходящего из солнечной поверхности. Кол-во ярких точек меняется в противофазе с числом солнечных пятен.

Характерной особенностью С. к. является её лучистое строение. *Корональные лучи* (стримеры) — это почти радиальные крупномасштабные замкнутые структуры (шлемы, опахала, лучи), «увенчанные» расходящимися силовыми линиями; имеют повыш. плотность по сравнению с окружающей короной и могут простираться до 10 и более радиусов Солнца от его поверхности. Вблизи полюсов в минимуме солнечной активности появляются лучевидные структуры — полярные щёточки.

В С. к. часто происходят нестационарные сравнительно кратковременные явления — корональные транзиенты — быстрые изменения структуры и яркости короны, охватывающие её значит. часть и приводящие к выбросу в межпланетное пространство большого кол-ва плазмы ($\gtrsim 10^{16}$ г) со скоростями до 1200 км/с. Полная кинетич. энергия транзиента иногда превышает 10^{32} эрг, т. е. энергию большой солнечной вспышки. Источником энергии транзиентов, по-видимому, является энергия магн. поля. Транзиенты часто имеют вид обширной аркады ярких нетель. Большинство транзиентов связано с эруптивными *протуберанцами* и большими вспышками.

Лит.: Прист Э. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985; Sheeley N. R., Magnetically driven coronal transients, «Adv. Space Res.», 1991, v. 11, № 1, p. 179.

Т. П. Хромова.

СО́ЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ — полное количество лучистой энергии Солнца, падающее вне атмосферы Земли на площадку единичной площади, расположенную перпендикулярно солнечным лучам на ср. расстоянии от Земли до Солнца (1 а. е.). В СИ С. п. равна (1369 ± 14) Вт/$м^2$. В нач. 1980-х гг. была обнаружена переменность С. п. с амплитудой 0,1—0,2%, связанная с солнечным циклом. Позже обнаружены вариации С. п. с меньшими характерными временами (вплоть до часов). Уменьшение С. п. связано с появлением на *Солнце* очень больших групп пятен, слабое увеличение — с солнечными факелами. Появление на диске Солнца пятен и факелов объясняет лишь 50—70% всех наблюдаемых вариаций С. п. Возможными причинами цикличн. переменности С. п. могут быть также изменения магн. полей вне активных областей, эффективности конвекции диаметра Солнца и т. п. Знание солнечной постоянной необходимо для решения ряда проблем астрофизики, геофизики, экологии и др. разделов естествознания.

Лит.: Макарова Е. А., Харитонов А. В., Казачевская Т. В., Поток солнечного излучения, М., 1991.

М. А. Лившиц.

СО́ЛНЕЧНАЯ СЕЙСМОЛО́ГИЯ (гелиосейсмология) — область астрофизики, в к-рой изучаются структура, состав и динамика солнечных недр с помощью анализа осцилляций, наблюдаемых на поверхности Солнца. Многие волновые движения, обнаруженные при измерениях поверхностной яркости Солнца или доплеровских сдвигов фотосферных спектральных линий, обусловлены колебаниями внутр. областей. Форма и период этих колебаний зависят от темп-ры, плотности, хим. состава и движений вещества внутри Солнца. Поэтому они служат чувствительными индикаторами внутр. строения. Амплитуда колебаний крайне мала: соответствую-

щие изменения радиуса и яркости Солнца не превышают 0,001%. Тем не менее удалось зарегистрировать широкий спектр колебаний и на его основе получить данные о внутр. строении Солнца.

Основные свойства колебаний Солнца. Колебат. движения Солнца, как и всякой сплошной среды, возникают, если нек-рый элемент газа при смещении из положения равновесия испытывает действие силы, стремящейся вернуть его в исходное положение. На Солнце возвращающие силы могут быть трёх типов: 1) градиенты газового давления, возникающие при сжатиях и разрежениях среды. Они вызывают акустич. колебания; 2) выталкивающие (архимедовы) силы, обусловленные неоднородным распределением вещества в поле тяжести. В конвективно устойчивых слоях эти силы создают внутр. гравитац. колебания; 3) инерционные (кориолисовы) силы, связанные с вращением Солнца. Они приводят к инерционным колебаниям, аналогичным волнам Росби в земной атмосфере.

Колебания могут распространяться в виде волн в определ. областях (сферич. слоях) внутри Солнца. Если эти слои снизу и сверху ограничены зонами, где волновое распространение невозможно, то волны отражаются от границ областей распространения и будут там захвачены. В результате многократного отражения от границ и интерференции захваченных волн образуются стоячие волны, к-рые часто называют собств. колебаниями или модами. Каждая мода имеет свою частоту (зависит от условий в области захвата) и определённую пространственную картину смещений: сферич. поверхности разбиваются на отдельные колеблющиеся участки, разделённые вдоль меридианов и параллелей узловыми линиями, на к-рых газ неподвижен; вдоль радиуса внутри области захвата колебания имеют пучности и узлы, а вне её — экспоненциально затухают. Зная частоту и общую картину колебаний на поверхности, можно восстановить радиальную структуру моды и определить условия в области захвата.

Ещё не вполне ясно, каким образом на Солнце происходит возбуждение колебаний. Возможно, они являются результатом турбулентных движений в *конвективной зоне*, способных случайным образом возбуждать и гасить колебания. В энергию колебаний может преобразовываться избыток тепла, возникший при увеличении скорости ядерных реакций или при нек-рой задержке потока лучистой энергии в результате локального сжатия вещества.

Акустич. волны (см. *Упругие волны*) имеют периоды от 3 мин до 1 ч. Они распространяются со скоростью звука и отражаются за счёт градиентов плотности и темп-ры во внутр. областях Солнца. Верх. граница отражения лежит сразу под видимой поверхностью (*фотосферой*) Солнца, где плотность резко падает с высотой. Здесь отражаются все волны, для к-рых циклич. частоты ω меньше т. н. акустич. частоты обрезания: $\omega_a = a/2H$, где a — скорость звука, H — характерный масштаб изменения плотности. В фотосфере $a \approx 6\cdot10^5$ см/с, $H \sim 10^7$ см; поэтому $\omega_a = 3\cdot10^{-2}$ с$^{-1}$. Соответственно, мин. период захваченных волн $P_a = 2\pi/\omega_a \approx 200$ с. Поскольку акустич. волны с бо́льшими периодами отражаются от более глубоких слоёв, то на поверхности легче всего наблюдаются волны с периодами, близкими к P_a,— т. н. пятиминутные колебания. Акустич. волна, отражённая от этой верх. границы, распространяется вниз. В результате роста темп-ры с глубиной (а значит, и скорости звука) более глубокая часть волнового фронта движется с более высокой скоростью. Поэтому фронт волны постепенно изгибается, пока волна не поворачивает обратно к поверхности. На нижней отражающей границе горизонтальный компонент фазовой скорости волны равен скорости звука. Т. о., захваченные акустич. волны распространяются вдоль дугообразных траекторий под поверхностью Солнца. Стоячие акустич. волны наз. *p*-модами; они наиб. подробно изучены в наблюдениях.

Внутр. гравитац. волны (см. *Внутренние волны*) имеют периоды, превышающие 20 мин. Они могут распространяться только в области с конвективно устойчивой стратификацией (расслоением) вещества и, кроме того, при условии, что их частота меньше частоты плавучести N (частоты Брента — Вяйсяля):

$$N^2 = g\beta\left[\frac{dT}{dr} - \left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ад}}\right],$$

где g — локальное ускорение силы тяжести, $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)_P$ — коэф. теплового расширения, ρ — плотность, (dT/dr) — радиальный градиент темп-ры на Солнце, $(dT/dr)_{\text{ад}} = -\beta Tg/c_P$ — т. н. адиабатич. градиент, c_P — уд. теплоёмкость. В области лучистого теплопереноса, устойчивой относительно конвекции, $N^2 > 0$. В конвективной зоне $N^2 < 0$. Поэтому внутр. гравитац. волны захвачены глубоко в недрах Солнца под конвективной зоной. Верхняя и нижняя границы отражения находятся там, где N приближается к ω. Стоячие внутр. гравитац. волны наз. *g*-модами. Надёжных выделяют. данных о свойствах этих мод пока не получено.

Инерционные волны представляют собой почти горизонтальные вихревые движения газа с большими периодами, сравнимыми с периодом вращения Солнца ($\approx$ 25 сут). На распространение этих волн вдоль радиуса Солнца влияет сила плавучести. В зависимости от частоты они могут распространяться либо в центр. зоне лучистого переноса энергии, где $N^2 > 0$, либо в конвективной зоне ($N^2 < 0$). В последнем случае областью захвата является узкий слой в верх. части конвективной зоны, характеризующийся глубоким минимумом N^2 (область неэффективной конвекции). Захваченные здесь волны могут наблюдаться на поверхности Солнца. Стоячие инерционные волны наз. *r*-модами; пока их наблюдать не удалось.

Теоретическое описание акустических и гравитационных мод. Поскольку периоды *p*- и *g*-мод намного меньше периода вращения Солнца, то в первом приближении пренебрегают влиянием вращения и колебания рассматриваются как малые периодич. возмущения равновесного состояния Солнца. В сферич. системе координат (r, θ, φ) распределение амплитуды стоячих волн по поверхности постоянного радиуса описывается сферич. гармониками $Y_l^m(\theta, \varphi)$ (см. *Сферические функции*), где l — степень сферич. гармоники — целое число, равное полному кол-ву узловых линий на поверхности и задающее горизонтальную компоненту волнового вектора $\mathbf{k}_h = \sqrt{l(l+1)}/r$; m — азимутальный порядок — целое число, принимающее значении от $-l$ до $+l$ и определяющее число узловых линий, пересекающих экватор. Глубинная структура мод характеризуется радиальным порядком n — числом узлов вдоль радиуса. Собств. частоты и распределеиия амплитуды колебаний вдоль радиуса находятся в результате решения задачи на собств. значения, для систем обыкновенных дифференц. ур-ний, вытекающих из ур-ний гидродинамики в линейном приближении. В КВ-приближении решения этих ур-ний пропорциональны $\exp(ik_r r)$, где радиальный компонент волнового вектора k_r связан с частотой ω дисперсионным соотношением

$$k_r^2 = (\omega^2 - N^2)\left(\omega^2 - L_l^2\right)(\omega a)^{-2},$$

$$L_l^2 = l(l+1)a^2r^{-2}. \qquad (1)$$

Глобальные свойства осцилляций Солнца удобно рассмотреть с помощью т. н. диаграммы распространения, на к-рой изображены распределения критич. частот N^2 и L_l^2 по радиусу от центра до внеш. атмосферы Солнца (рис. 1). Собств. колебания возможны, если зона распространения волн ($k_r^2 > 0$) ограничена с обеих сто-

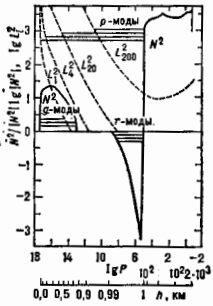


Рис. 1. Диаграмма распространения колебаний для стандартной модели Солнца. Горизонтальные прямые показывают области захвата колебаний трёх типов: акустических (*p*-моды), внутренних гравитационных (*g*-моды) и инерционных (*r*-моды). Значения квадратов критических частот N^2 и L^2_l даны в единицах $GM_\odot/R^3_\odot = 3{,}9\cdot10^{-7}$ с$^{-2}$, h — высота над уровнем фотосферы.

рон зонами с $k_r^2 < 0$ и выполнено определ. условие для фазы колебаний:

$$\int_{r_a}^{r_b} k_r\,dr = \pi(n+\alpha), \qquad (2)$$

где r_a и r_b — точки отражения волн ($k_r^2 = 0$), α — число порядка 1, зависящее от характера отражающих границ. Из (1) и (2) следует, что для каждой степени $l = 0, 1, 2\ldots$ существуют две последовательности собств. колебаний: акустические (p) моды с частотами $\omega_{p_1} < \omega_{p_2} < \omega_{p_3} < \ldots$, увеличивающимися при возрастании радиального порядка n, и гравитационные (g), моды, частоты к-рых уменьшаются с ростом n: $\omega_{g_1} > \omega_{g_2} > \omega_{g_3} > \ldots$ ($\omega_{g_n} \to 0$ при $n \to \infty$). Если вращением пренебрегается, то ввиду азимутальной симметрии частота не зависит от значения m, т. е. частота моды с данными n и l $(2l+1)$-кратно вырождена по m.

Результаты наблюдений и анализа колебаний Солнца. Колебат. движения газа на поверхности Солнца, называемые «пятиминутными колебаниями», открыты Р. Лейтоном (R. Leighton) в 1960. Дальнейшие детальные наблюдения показали, что «пятиминутные колебания» представляют собой наложение большого числа ($\sim10^7$) стоячих акустич. волн с характерными длинами на поверхности от $\sim0{,}005\,R_\odot$ до $2\pi R_\odot$ (им соответствуют степени сферич. гармоник $0 \leqslant l \leqslant 1000$). В С. с. принято разделять акустические колебания на три класса в зависимости от степени гармоники: моды высокой степени ($100 < l < 1000$), моды промежуточной степени ($4 < l \leqslant 100$) и моды низкой степени ($0 \leqslant l \leqslant 4$).

Результаты наблюдений мод высокой степени представлены на рис. 2 в виде зависимости частоты колебаний $\nu = \omega/2\pi$ от степени l или волнового числа k_h

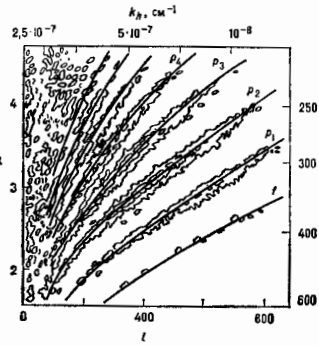


Рис. 2. Спектр мощности акустических мод высокой степени, наблюдавшихся Ф. Л. Дёйбнером, в зависимости от частоты ν (или периода P) и горизонтального волнового числа k_h (или степени l). Плотность мощности колебаний в расчёте на единичные интервалы частот и волновых чисел представлена изолиниями. Жирные кривые — результат теоретического расчёта для стандартной модели Солнца.

[Ф. Л. Дёйбнер (F.-L. Deubner), 1974]. Отд. ветви на этой диаграмме соответствуют модам с радиальными порядками $n = 1 - 7$. Самая нижняя ветвь, обозначенная как f-мода, соответствует поверхностным гравитац. колебаниям, к-рые по своей природе аналогичны *волнам на поверхности жидкости*. Акустич. моды высокой степени захвачены в конвективной зоне (радиус нижней отражающей границы от $0{,}9\ R_\odot$ до $1\ R_\odot$), и поэтому от её структуры зависят частоты мод. Установлено, что наилучшее согласие наблюдаемых частот с теоретическими достигается, если глубина конвективной зоны несколько больше, чем в стандартной модели (см. в ст. *Солнце* раздел Внутреннее строение Солнца); $0{,}3\ R_\odot$ вместо $0{,}27\ R_\odot$.

Наблюдения мод промежуточной степени и соотношения (1) и (2) позволили найти зависимость $a^2(r)$. Она хорошо согласуется со стандартной моделью внутр. строения Солнца при $0{,}3\ R_\odot < r < 1R_\odot$, но есть указание на то, что в районе от $0{,}3\ R_\odot$ до $0{,}5\ R_\odot$ скорость звука выше, чем в стандартной модели, примерно на 1%. По этим данным не удаётся найти распределение скорости звука в солнечном ядре при $r < 0{,}2\ R_\odot$ потому, что акустич. волны с $l \geqslant 4$ туда не проникают.

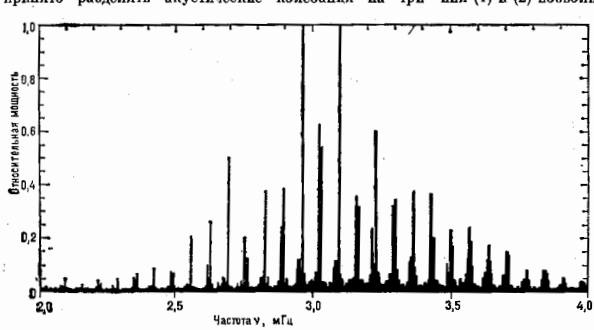


Рис. 3. Спектр акустических мод низкой степени, полученный в результате измерений доплеровских смещений спектральных линий в излучении от всего диска Солнца (А. Клавери и др., 1984).

Информация о структуре ядра содержится в спектре p-мод низкой степени, для к-рых $0 \leqslant r_a \leqslant 0{,}2\ R_\odot$. Эти моды были открыты при измерениях доплеровских сдвигов спектральных линий в излучении от всего диска Солнца [А. Клавери (A. Claverie) и др., 1979]. Спектр колебаний состоит из большого числа пар дискретных пиков, равноотстоящих друг от друга на 68 мкГц (рис. 3). Из теории известно, что эти колебания имеют большое число узлов вдоль радиуса ($n = 12 - 35$) и для их частот справедливо соотношение:

$$\nu_{n,l} = \left(n + \frac{l}{2} + \beta_{n,l}\right)\nu_0,$$

где $\nu_0 = (2\int_0^{R_\odot} dr(a)^{-1}$, $\beta_{n,l}$ — число порядка 1. Следовательно, пары частот в наблюдаемом спектре образованы модами с наборами параметров $(n,\ l)$ и $(n-1,\ l+2)$ и разделены интервалами $\nu_0/2$ ($\approx$68 мкГц). Величина ν_0 слабо зависит от внутр. строения, но значение разности частот между соседними p-модами $\nu_{n,l} - \nu_{n-1,\,l+2} = \Delta_{n,l}$ ($\approx$10 мкГц) может служить индикатором структуры центральных областей Солнца. Измеренные значения $\Delta_{n,l}$ расходятся с рассчитанными для стандартной модели не более чем на 70% (табл.), но даже это отличие примерно в 10 раз больше ошибок измерений и неопределённости в расчётах. Значит, нек-рые из предположений стандартной модели Солнца неточны. Возможно, вследствие неоднородностей в газовом облаке, из к-рого образовалось Солнце, первоначальный хим. состав ядра отличался от состава оболочки. Одна из моделей предполагает, что первоначальное содержание тяжёлых элементов было примерно в 10 раз меньше, чем наблюдается ныне на его поверхности, и что в ходе эволюции происходило обогащение оболочки тяжёлыми элементами из окружающей среды. Другое возможное отличие от стандартной схемы эволюции Солнца состоит в том, что вещество в зоне лучистого переноса энергии по каким-то причинам частично перемешивалось, и поэтому кол-во водорода в ядре выше, чем в стандартной модели. Обе эти модели предсказывают поток нейтрино от Солнца, к-рый согласуется с наблюдаемыми; однако частоты p-мод отличаются от измеренных сильнее, чем в случае стандартной модели.

Важная информация о параметрах солнечного ядра может быть получена из наблюдений гравитац. мод, периоды к-рых лежат в диапазоне 100—300 мин. Эти моды должны иметь небольшие значения степени ($l = 1 \div 4$) и высокие радиальные порядки ($n \approx 10 \div 20$). Теоретич. значения периодов колебаний таковы:

$$P_{n,l} = P_0\left(n + \frac{l}{2} + \gamma_{n,l}\right)[l(l+1)]^{-1/2},$$

где $P_0 = 2\pi^2(\int_0^{r_c} N dr/r)^{-1}$, r_c — радиус границы конвективной зоны, $\gamma_{n,l}$ — числа порядка 1. Для фиксированного l периоды колебаний почти равноотстоят друг от друга на величину $P_0/\sqrt{l(l+1)}$. Измеренные и теоретич. значения P_0 даны в табл. Пока данные наблюдений g-мод недостаточно надёжны для уверенных выводов о строении Солнца.

В спектре долгопериодических осцилляций Солнца наблюдается также стабильное изолиров. колебание с периодом 160,01 мин, к-рое не удаётся объяснить в рамках стандартной модели внутр. строения (А. Б. Северный и др., 1976).

С. с. позволяет также определить скорости вращения внутр. слоёв Солнца. Вращение Солнца снимает вырождение частот p- и g-мод по параметру m: для заданного значения l собств. частота расщепляется на $(2l+1)$ частот, соответствующих $m = -l,\ -(l-1),\ \ldots,\ (l-1),\ l$. Расщепление частот связано с тем, что из-за эффекта Доплера волны, распространяющиеся в направлении вращения, сдвинуты к более высоким частотам, в то время как волны, распространяющиеся против вращения, сдвинуты к более низким частотам. Величина расщепления для акустич. мод определяется в осн. зависимостью угл. скорости вращения в экваториальной плоскости Ω_0 от радиуса:

$$\nu_{n,l,m} - \nu_{n,l,0} = m\langle\Omega_0\rangle(2\pi)^{-1},$$

где $\langle\Omega_0\rangle = \int_{r_a}^{R_\odot} \Omega_0(r)a^{-1}dr / \int_{r_a}^{R_\odot} a^{-1}dr$ — ср. угл. скорость в области захвата волн. Поскольку радиусы внутр. границ отражения r_a отличаются для мод с разными n и l, то по известному расщеплению частот можно найти ср. значения угл. скорости в разных областях по радиусу. Измерения и анализ вращательного расщепления частот p-мод показывают, что ядро, по-видимому, вращается в 2 раза быстрее, чем остальная часть Солнца [Т. Дювал (T. Duvall) и Дж. Харви (J. Harvey), 1984].

Для более прецезионных измерений частот акустич. мод разработаны методы, позволяющие определять зависимость угл. скорости вращения от широты и напряжённости магн. поля внутри Солнца.

Лит.: Nonradial oscillations of stars, Tokyo, 1979; Кокс Дж., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983; Лейбахер Дж. и др., Гелиосейсмология, «В мире науки», 1985, № 11, с. 4; Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т., Колебания Солнца с периодом 160 мин и другие долгопериодные колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация, «Изв. Крым. астрофиз. обс.», 1985, т. 71, с. 3; Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Toomre J., Seismology of the Sun, «Science», 1985, v. 229, № 4717, p. 923.

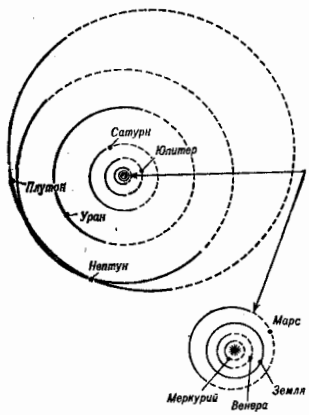
А. Г. Косовичев.

Таблица.—Спектральные характеристики p- и g-мод ($\overline{\Delta_1}$ и $\overline{\Delta_2}$ — значения параметра $\Delta_{n,l}$ для $l=0$ и 1, усреднённые по всем модам в интервале частот 2,0—4,0 мГц)

	$\overline{\Delta_0}$, мкГц	$\overline{\Delta_1}$, мкГц	P_0, мин
Наблюдения	9,2±0,6	9,7±0,03	38±3
Стандартная модель	10,0	10,2	35,4
Модель с перемешиванием вещества в ядре Солнца	16,8	17,0	56,9
Модель с пониженным содержанием тяжёлых элементов в лучистой зоне	13,2	10,3	39,6

СО́ЛНЕЧНАЯ СИСТЕ́МА — состоит из *Солнца, планет и спутников*, множества *астероидов* и их осколков, *комет* и *межпланетной среды*. С. с. расположена вблизи центральной плоскости Галактики на расстоянии ок. 8 кпк от её центра. Линейная скорость вращения С. с. вокруг галактич. центра ок. 220 км/с, скорость движения С. с. относительно межзвёздного газа 22—25 км/с. Внеш. границей С. с. можно считать сферу гравитац. влияния Солнца (сфера Хилла) радиусом $\sim$1 пк $\approx 2\cdot10^5$ а. е. (размеры большинства подсистем С. с. существенно меньше).

Солнце — медленно вращающаяся звезда с массой $M_\odot \approx 1{,}989\cdot10^{33}$ г, радиусом $R_\odot \approx 6{,}96\cdot10^{10}$ см, моментом кол-ва движения $\approx 1{,}6\cdot10^{48}$ г·см^2/с. Девять планет являются главными спутниками Солнца, их суммарная масса $\approx 1/743\ M_\odot$, полный момент кол-ва движения $\approx 3\cdot10^{50}$ г·см^2/с. Суммарная масса всех остальных наблюдаемых компонент С. с., включая облако комет, $\lesssim 10^{-4}\ M_\odot$. Ок. 98% суммарной массы планет приходится на долю планет-гигантов. Схема расположения планетных орбит в С. с. изображена на рис. Орбиты представляют собой эллипсы, в одном из фокусов к-рых расположено Солнце. Орбита Плутона обычно считается границей планетной системы ($\approx$ 39 а. е.). Простран-



ство между планетами заполнено межпланетной средой, осн. компонентом к-рой является *солнечный ветер*, простирающийся до расстояний ~ 100 а. е., где его динамич. давление уравновешивается давлением межзвёздной среды. Предполагается, что на периферии С. с. (10^4—10^5 а. е. от Солнца) находится т.н. кометное облако Оорта. Ср. хим. состав С. с. определяется массивным Солнцем: 74,6% H, 20,7% He; на долю остальных элементов приходится менее 5% (по массе). Возраст Солнца и С. с. по изотопным данным оценивается в 4,6 млрд. лет (см. *Космохронология*, *Происхождение Солнечной системы*).

СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ — система прямых или опосредованных физ. связей между процессами на Солнце и Земле.

Влияние Солнца на Землю многогранно и неоднозначно (обратное влияние Земли на Солнце ничтожно мало). Прежде всего Земля непрерывно получает от Солнца почти неизменный поток энергии (см. *Солнечная постоянная*), обеспечивающий наблюдаемый уровень освещённости и ср. темп-ру её поверхности (см. *Тепловой баланс Земли*). Кроме того, Земля подвергается комбиниров. воздействию излучений от нестационарных солнечных процессов (солнечных возмущений) — проявлений *солнечной активности*. Хотя не все звенья цепочки С.-з. с. (рис. 1) одинаково изучены, в общих чертах качественная картина С.-з. с. представляется ясной.

Рис. 1. Схема солнечно-земных связей.

В переносе энергии солнечных возмущений участвует вся среда между Солнцем и Землёй. Большую роль играет межпланетное магн. поле, к-рое регулирует потоки *космических лучей* галактич. и солнечного (вспышечного) происхождения, а также определяет особенности взаимодействия *солнечного ветра* с *магнитосферой Земли*. Солнечные возмущения воздействуют гл. обр. на самые внеш. оболочки Земли — магнитосферу и ионосферу (см. *Атмосфера верхняя*). Это воздействие не сводится только к изменению потоков энергии, поступающих к Земле в том или ином диапазоне. Оно является также спусковым механизмом, вызывающим перераспределение накопленной в оболочках Земли энергии. Перераспределение может происходить плавно либо скачкообразно (триггерный механизм).

Влияние Солнца на Землю наиболее отчётливо проявляется после *вспышки на Солнце*. Эл.-магн. излучение вспышки в УФ- и рентг. диапазонах вызывает дополнит. ионизацию верхних слоёв ионосферы, что приводит к кратковрем. ухудшению (или даже полному прекращению) радиосвязи на освещённой стороне Земли (десятки минут). Ускоренные во вспышке частицы, вторгаясь в ниж. ионосферу и стратосферу полярных широт, вызывают длит. ухудшение КВ-радиосвязи (десятки часов) и способствуют опустошению озонного слоя (в отд. случаях до 10—20%, рис. 2). Потоки солнечных космич. лучей от мощных вспышек представляют собой

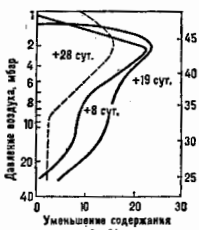


Рис. 2. Уменьшение содержания озона в стратосфере Северного полушария Земли под влиянием солнечных космических лучей после вспышки 4 августа 1972. Сплошные кривые — данные наблюдений в интервале широт 75—80°N через 8 и 19 суток после вспышки; штриховая линия — расчётное содержание озона через 28 суток после вспышки (в %, относительно предвспышечного уровня).

один из гл. источников радиац. опасности для экипажей и оборудования космич. аппаратов. Кроме того, вспышка генерирует мощную ударную волну и выбрасывает в межпланетное пространство облако плазмы. Спустя 1,5—2 сут они достигают Земли и вызывают магн. бурю (см. *Магнитные вариации*), усиление *полярных сияний*, возмущения ионосферы, понижение интенсивности галактич. космич. лучей и т. д. В результате флуктуаций мощности солнечного ветра в магнитосфере и ионосфере генерируется широкий спектр эл.-магн. волн с частотами 0,001—10,0 Гц, к-рые доходят до поверхности Земли. Во время магн. бурь интенсивность этого излучения возрастает в 10—100 раз (рис. 3). Магнитосферные и ионосферные вариации (см., напр., *Земной магнетизм*) влияют не только на средства магн.

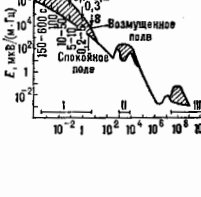


Рис. 3. Спектр электромагнитного поля на поверхности Земли. По вертикальной оси — напряжённость электрического поля E, по горизонтальной — частота колебаний (Гц). Стрелками отмечены частоты, на которых наблюдаются короткопериодические колебания геомагнитного поля, вызванные изменением солнечной активности, и соответствующие им периоды. Цифрами I — III отмечены окна прозрачности для электромагнитных волн в атмосфере Земли.

навигации и радиосвязи, но и на кабельную связь (телекс и телефон), работу линий электропередач, нефте- и газопроводов и т. п.

В климатологии и метеорологии получены доказательства статистич. связи между частотой засух и 22-летним *солнечным циклом*, изменением приземного давления и мощностью солнечного ветра, поведением др. метеопараметров и уровнем геомагн. возмущённости в целом (солнечно-тропосферные связи). Эти эффекты географически обусловлены (горы, граница суша — океан и т. п.) и связаны с распределением аномалий геомагн. поля, с областями неустойчивости атмосферы.

Статистически установлена циклич. связь (рис. 4) между уровнем солнечной и геомагн. активности и ходом ряда процессов в биосфере Земли — динамикой популяций животных, эпидемий, эпизоотий и т. п. (солнечно-биосферные связи). Показано также, что колебания геомагн. поля могут вызывать ответную реакцию

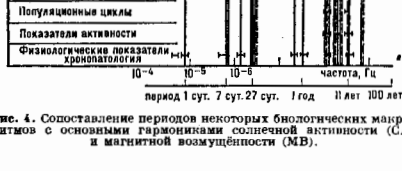


Рис. 4. Сопоставление периодов некоторых биологических макроритмов с основными гармониками солнечной активности (СА) и магнитной возмущённости (МВ).

центральной нервной, эндокринной, сердечно-сосудистой и кроветворной систем человека, влиять на его общее состояние. Наиб. вероятной причиной такой реакции являются НЧ-колебания эл.-магн. поля Земли.

Электрич. состояние атмосферы также сильно меняется во времени и пространстве (в частности, под действием космич. лучей), причём осн. изменения в цепи *атмосферного электричества* между ионосферой и поверхностью Земли происходят, по-видимому, на высотах стратосферы и в тропосфере. Из-за близости этих оболочек к поверхности Земли роль атм. электричества очень важна (особенно в солнечно-тропосферных и солнечно-биосферных связях). Однако в нек-рых случаях (напр., в крупных городах и промышленных районах) связь между геомагн. колебаниями, электрич. состоянием атмосферы и биол. процессами может быть затушёвана влиянием мощных эл.-магн. полей искусств. происхождения.

Триггерный (спусковой) механизм имеет особое значение для процессов в атмосфере Земли. Показано, в частности, что при вхождении Земли в усиленный поток солнечного ветра заметно меняется картина распределения приземного давления, растёт нестабильность тропосферы и изменяется интенсивность циркуляции, причём совокупность свойств этих явлений указывает на триггерный механизм их происхождения. Не исключено, что и др. атм. процессы (ураганы, циклоны и т. п.) на нек-рых этапах их формирования и развития подвержены слабым энергетич. воздействиям, обусловленным возмущениями в солнечном ветре и магнитосфере.

В изучении механизмов С.-а. с. важное место занимает лаб. моделирование таких процессов, как солнечная вспышка (пересоединение маги. полей в плазме и ускорение частиц) или обтекание магнитосферы Земли солнечным ветром. Не меньший интерес представляют активные эксперименты в магнитосфере и ионосфере по моделированию эффектов, вызываемых солнечной активностью: нагрев ионосферы мощным радиоизлучением от наземного передатчика, инжекция электронных или ионных пучков с борта ИСЗ, выброс с борта ракет химически активных веществ, резко изменяющих электронную концентрацию в данной области ионосферы, и т. д. Гл. преимущество лабораторных и натурных экспериментов — возможность контролировать нек-рые нач. условия и параметры.

Изучение С.-а. с. не только является фундам. науч. проблемой, но и имеет большое прикладное значение. В частности, доказана возможность создать искусственный радиац. пояс Земли, изменять свойства ионосферы и генерировать эл.-магн. НЧ-излучение над заданным районом. Диагностика и прогноз радиац. обстановки в космосе, магнитосферных и ионосферных возмущений крайне необходимы для решения практич. задач в области космонавтики и радиосвязи, транспорта, энергетики и нефтегазовой пром-сти, метеорологии и климатологии, сельского хозяйства, биологии и медицины. Выяснилась связь солнечно-земной физики с глобальными экологич. проблемами и долговрем. изменениями в окружающей среде.

Лит.: Витинский Ю. И., Солнечная активность, 2 изд., М., 1983; Чижевский А. Л., Земное эхо солнечных бурь, 2 изд., М., 1976; Акасофу С.-И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; Витинский Ю. И., Оль А. И., Сазонов Б. И., Солнце и атмосфера Земли, Л., 1976; Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А., Солнечная активность и Земля, М., 1980; Мирошниченко Л. И., Солнечная активность и Земля, М., 1981; Сидякин В. Г. и др., Космическая экология, К., 1985; Комаров Ф. И. и др., Гелиогеофизические факторы и их воздействие на циклические процессы в биосфере, М., 1989. *Л. И. Мирошниченко.*

СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ — потоки ускоренных заряж. частиц, эпизодически появляющиеся в межпланетном пространстве на фоне галактических *космических лучей* (ГКЛ) после нек-рых солнечных вспышек. Способность Солнца испускать ускоренные частицы впервые обнаружена в 1942 С. Форбушем (S. Forbush) и др., зарегистрировавшими резкое увеличение потока частиц после солнечной вспышки. Факт ускорения частиц на Солнце подтверждается, помимо регистрации С. к. л. в межпланетном пространстве, наблюдениями рентг. и радиоизлучения Солнца, а также регистрацией γ-линий и нейтронов, возникающих во время солнечных вспышек в результате ядерных реакций ускоренных частиц в атмосфере Солнца.

В состав С. к. л. входят протоны, более тяжёлые ядра и электроны. Относит. содержание ядер в области энергий $\mathscr{E} > (1 \div 3) \cdot 10^7$ эВ совпадает с их распространённостью в солнечной короне (см. *Солнце*). В области меньших энергий потоки С. к. л. часто обогащены тяжёлыми ядрами. Наиб. заметные отклонения от состава солнечной атмосферы связаны с изотопом гелия ^{3}He. Зарегистрированы события с аномально большим содержанием ^{3}He, в нек-рых из них отношение содержания ^{3}He/^{4}He в области энергий порядка неск. МэВ/нукл. в 10^3—10^4 раз превышает солнечное.

Поток С. к. л. состоит из частиц более низких по сравнению с ГКЛ энергий. Величина пороговой (минимальной) энергии, с к-рой начинается устойчивое ускорение частиц, не устанавливалась. В межпланетном пространстве в С. к. л. наблюдаются электроны с мин. энергией 2 кэВ, ядра — с энергией в десятки кэВ/нукл. Макс. наблюдавшаяся энергия протонов С. к. л. $\approx 2 \cdot 10^{10}$ эВ (вспышка 23 февраля 1956). Во всём интервале наблюдаемых энергий спектр С. к. л. падающий, с более быстрым уменьшением числа частиц в области больших энергий. Обычно форма дифференц. спектров, измеренных в межпланетном пространстве, описывается степенной ф-цией $\mathscr{E}^{-\gamma}$. Характерная величина γ в событиях, когда измеренные спектры наиб. близки к спектрам в источнике, составляет 2—4 ($10 \lesssim \mathscr{E} \lesssim 100$ МэВ).

Потоки С. к. л. меняются от вспышки к вспышке на неск. порядков величины. Частота появлений С. к. л. коррелирует с уровнем *солнечной активности* в 11-летнем *солнечном цикле*. Циклы различаются по мощности генерации С. к. л. Наиб. активным был 19-й цикл (1954—64), когда суммарный поток протонов с $\mathscr{E} > 10^7$ эВ составил $7{,}2 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. В 20-м (1964—70) и 21-м (1976—

1986) циклах потоки С. к. л. были более слабыми — $\approx 2\cdot10^{10}$ см$^{-2}$. В настоящем, 22-м цикле вновь происходила сильная генерация С. к. л. Суммарный поток от событий, произошедших за 3 года (1989—91), достиг $\lesssim 5\cdot10^{10}$ см$^{-2}$. Второе по мощности событие наблюдалось 29 сент. 1991 (энергия протонов $> 10^{10}$ эВ). С начала непрерывных наблюдений (1956—91) на Земле зарегистрировано 48 событий с релятивистскими протонами $\mathscr{E} \gtrsim 10^9$ эВ). Случаи, когда на Солнца выбрасываются протоны меньших энергий ($\gtrsim 10^7$ эВ), происходят гораздо чаще — от одного до неск. десятков в год, близкий к максимуму солнечной активности. Ещё чаще после слабых вспышек регистрируются только потоки нерелятивистских электронов с энергией до 100—200 кэВ.

Механизм ускорения частиц на Солнце остаётся неясным; однако нек-рые характеристики «солнечного ускорителя» известны. Ускорение частиц происходит в импульсной фазе *вспышки на Солнце* в верх. хромосфере или в ниж. короне при плотности плазмы 10^{10}—10^{13} см$^{-3}$, темп-ре 10^8—10^7 К и магн. поле порядка неск. сотен гаусс. Темп набора энергии быстрый, причём ускорение электронов до $\sim 10^7$ эВ и протонов до $\sim 10^8$ эВ может происходить практически одновременно в течение неск. секунд. Полное число ускоренных протонов с $\mathscr{E} > 10^7$ эВ может достигать 10^{34}, а их суммарная энергия — 10^{31} эрг. На долю всех ускоренных частиц, в осн. протонов, приходится неск. процентов от полного энерговыделения во вспышке. Пока неясно, во всех ли достаточно энергичных вспышках происходит ускорение частиц. Из данных по γ-линиям следует, что бывают случаи ускорения частиц на Солнце, не сопровождающиеся адекватными потоками С. к. л. в межпланетном пространстве, и наоборот, иногда наблюдаются большие потоки С. к. л. после вспышек без γ-линий. Отсутствие однозначной связи между числом ускоренных частиц и их частью, выходящей в межпланетное пространство, требует, очевидно, более детального исследования условий генерации и выхода частиц из области ускорения, а также процессов их распространения в межпланетном пространстве. Ускоренные на Солнце частицы заполняют гелиосферу (см. *Межпланетная среда*), двигаясь в регулярном межпланетном магн. поле (ММП) (см. в ст. *Солнечный ветер*) и рассеиваясь на его неоднородностях. Характерный временной профиль С. к. л. имеет быстрый подъём и более плавный спад интенсивности, полная длительность возрастания порядка неск. часов для частиц больших энергий и десятков часов для менее энергичных частиц. Во мн. случаях такой профиль удовлетворительно описывается моделью анизотропной диффузии с импульсной или длительной инжекцией. Из-за спиральной формы силовых линий ММП наиб. благоприятными для наблюдения С. к. л. являются события от вспышек, происходящих вблизи основания силовой линии, соединяющей точку наблюдения с Солнцем. Для Земли это гелиодолготы W 50°—70°. С. к. л. являются одним из компонентов системы *солнечно-земных связей*. В частности, потоки С. к. л., попадая в атмосферу Земли на высоких широтах, вызывают дополнит. ионизацию ионосферы и нарушение радиосвязи. Интенсивные потоки С. к. л. в межпланетном пространстве — один из источников радиац. опасности при космич. полётах.

Лит.: Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками, «УФН», 1976, т. 120, с. 217; Исследования солнечной активности и космическая система «Прогноз». Сб. ст., под ред. Р. З. Сагдеева, М., 1984; Проблемы физики космических лучей. Сб. ст., под ред. А. Е. Чудакова, М., 1987.

А. И. Сладкова.

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР — непрерывный поток плазмы солнечного происхождения, распространяющийся приблизительно радиально от Солнца и заполняющий Солнечную систему до гелиоцентрич. расстояний $R \sim 100$ а. е. С. в. образуется при газодинамич. расширении солнечной короны (см. *Солнце*) в межпланетное пространство. При высоких темп-рах, к-рые существуют в солнечной короне ($\approx 1{,}5\cdot10^6$ К), давление вышележащих слоёв не может уравновесить газовое давление вещества короны, и корона расширяется.

Первые свидетельства существования пост. потока плазмы от Солнца получены Л. Бирманом (L. Biermann) в 1950-х гг. по анализу сил, действующих на плазменные хвосты комет. В 1957 Ю. Паркер (E. Parker), анализируя условия равновесия вещества короны, показал, что корона не может находиться в условиях гидростатич. равновесия, как это раньше предполагалось, а должна расширяться, и это расширение при имеющихся граничных условиях должно приводить к разгону коронального вещества до сверхзвуковых скоростей (см. ниже). Впервые поток плазмы солнечного происхождения был зарегистрирован на советском космич. аппарате «Луна-2» в 1959. Существование пост. истечения плазмы из Солнца было доказано в результате многомесячных измерений на амер. космич. аппарате «Маринер-2» в 1962.

Ср. характеристики С. в. приведены в табл. 1. Потоки С. в. можно разделить на два класса: медленные — со скоростью $\approx$ 300 км/с и быстрые — со скоростью 600—700 км/с. Быстрые потоки исходят из областей солнечной короны, где структура магн. поля близка к радиальной. Часть этих областей являются *корональными дырами*. Медленные потоки С. в. связаны, по-видимому, с областями короны, в к-рых имеется значит. тангенциальный компонент магн. поля.

Табл. 1.— **Средние характеристики солнечного ветра на орбите Земли**

Скорость	400 км/с
Концентрация протонов	6 см$^{-3}$
Температура протонов	$5\cdot10^4$К
Температура электронов	$1{,}5\cdot10^5$К
Напряжённость магнитного поля	$5\cdot10^{-5}$Э
Плотность потока протонов	$2{,}4\cdot10^8$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$
Плотность потока кинетической энергии	0,3 эрг·см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$

Табл. 2.—**Относительный хим. состав солнечного ветра**

Элемент	Относительное содержание	Элемент	Относительное содержание
H	0,96	Ne	$7{,}5\cdot10^{-5}$
^{3}He	$1{,}7\cdot10^{-4}$	Si	$7{,}5\cdot10^{-5}$
^{4}He	0,04	Ar	$3{,}0\cdot10^{-5}$
O	$5\cdot10^{-4}$	Fe	$4{,}7\cdot10^{-5}$

Помимо осн. составляющих С. в.— протонов и электронов, в его составе также обнаружены α-частицы, высокоионизов. ионы кислорода, кремния, серы, железа (рис. 1). При анализе газов, захваченных в экспонированных на Луне фольгах, найдены атомы Ne и Ar. Ср. относительный хим. состав С. в. приведён в табл. 2. Ионизац. состояние вещества С. в. соответствует тому уровню в короне, где время рекомбинации мало по сравнению со временем расширения ($R = 1{,}5$—$2\,R_\odot$). Измерения ионизац. темп-ры ионов С. в. позволяют определять электронную темп-ру солнечной короны.

В С. в. наблюдаются разл. типы волн: ленгмюровские, вистлеры, ионно-звуковые, магнитозвуковые, альвеновские и др. (см. *Волны в плазме*). Часть волн альвеновского типа генерируется на Солнце, часть — возбуждается в межпланетной среде. Генерация волн сглаживает отклонения ф-ции распределения частиц от максвелловской и в совокупности с воздействием магн. поля на плазму приводит к тому, что С. в. ведёт себя как сплошная среда. Волны альвеновского типа играют большую роль в ускорении малых составляющих С. в. и в формировании ф-ции распределения протонов. В С. в. наблюдаются также контактные и вращательные разрывы, характерные для замагниченной плазмы.

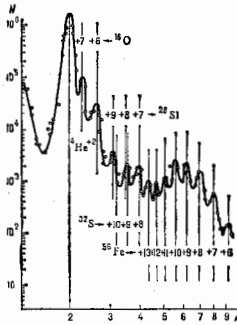


Рис. 1. Массовый спектр солнечного ветра. По горизонтальной оси — отношение массы частицы к её заряду, по вертикальной — число частиц, зарегистрированных в энергетическом окне прибора ва 10 с. Цифры со значком «+» обозначают заряд иона.

Поток С. в. является сверхзвуковым по отношению к скоростям тех типов волн, к-рые обеспечивают эфф. передачу энергии в С. в. (альвеновские, звуковые и магнитозвуковые волны). Альвеновское и звуковое *Маха число* С. в. на орбите Земли ≈ 7. При обтекании С. в. препятствий, способных эффективно отклонять его (магн. поля Меркурия, Земли, Юпитера, Сатурна или проводящие ионосферы Венеры и, по-видимому, Марса), образуется отошедшая головная ударная волна. С. в. тормозится и разогревается на фронте ударной волны, что позволяет ему обтекать препятствие. При этом в С. в. формируется полость — магнитосфера (собственная или индуцированная), форма и размеры к-рой определяются балансом давления магн. поля планеты и давления обтекающего потока плазмы (см. *Магнитосфера Земли*, *Магнитосферы планет*). В случае взаимодействия С. в. с непроводящим телом (напр., Луна) ударная волна не возникает. Поток плазмы поглощается поверхностью, а за телом образуется полость, постепенно заполняемая плазмой С. в.

На стационарный процесс истечения плазмы короны накладываются нестационарные процессы, связанные со *вспышками на Солнце*. При сильных вспышках происходит выброс вещества из ниж. областей короны в межпланетную среду. При этом также образуется ударная волна (рис. 2), к-рая постепенно замедляется, распространяясь в плазме С. в. Приход ударной волны к Земле вызывает сжатие магнитосферы, после к-рого обычно начинается развитие магн. бури (см. *Магнитные вариации*).

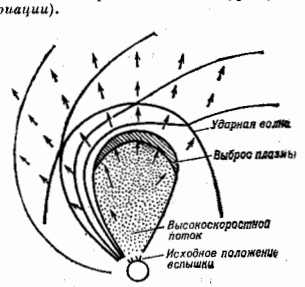


Рис. 2. Распространение межпланетной ударной волны и выброса от солнечной вспышки. Стрелками показано направление движения плазмы солнечного ветра, линии без подписи — силовые линии магнитного поля.

Расширение солнечной короны описывается системой ур-ний сохранения массы, момента кол-ва движения и уравнения энергии. Решения, отвечающие разл. характеру изменения скорости с расстоянием, показаны на рис. 3. Решения 1 и 2 соответствуют малым скоростям в основании короны. Выбор между этими двумя решениями определяется условиями на бесконечности. Решение

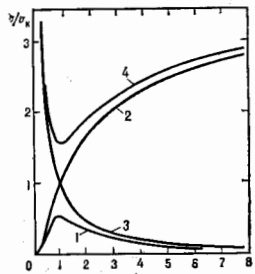


Рис. 3. Типы решений уравнения расширения короны. Скорость и расстояние нормированы на критическую скорость $v_к$ и критическое расстояние $R_к$. Решение 2 соответствует солнечному ветру.

1 соответствует малым скоростям расширения короны и даёт большие значения давления на бесконечности, т. е. встречается с теми же трудностями, что и модель статич. короны. Решение 2 соответствует переходу скорости расширения через значения скорости звука ($v_к$) на нек-ром критич. расстоянии $R_к$ и последующему расширению со сверхзвуковой скоростью. Это решение даёт исчезающе малое значение давления на бесконечности, что позволяет согласовать его с малым давлением межзвёздной среды. Течение этого типа Ю. Паркер назвал С. в. Критич. точка находится над поверхностью Солнца, если темп-ра короны меньше нек-рого критич. значения $T_к = GM_\odot m/4k_B R_\odot \gamma$, где m — масса протона, γ — показатель адиабаты, $M_\odot$ — масса Солнца. На рис. 4 показано

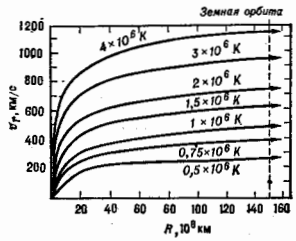


Рис. 4. Профили скорости солнечного ветра для модели изотермической короны при различных значениях нормальной температуры.

изменение скорости расширения с гелиоцентрич. расстоянием в зависимости от темп-ры изотермич. изотропной короны. Последующие модели С. в. учитывают вариации корональной темп-ры с расстоянием, двухжидкостный характер среды (электронный и протонный газы), теплопроводность, вязкость, несферич. характер расширения.

С. в. обеспечивает осн. отток тепловой энергии короны, т. к. теплопередача в хромосферу, эл.-маги. излучение короны и электронная теплопроводность С. в. недостаточны для установления теплового баланса короны. Электронная теплопроводность обеспечи-

вает медленное убывание темп-ры С. в. с расстоянием. С. в. не играет сколько-нибудь заметной роли в энергетике Солнца в целом, т. к. поток энергии, уносимый им, составляет $\sim 10^{-7}$ *светимости* Солнца.

С. в. уносит с собой в межпланетную среду корональное магн. поле. Вмороженные в плазму силовые линии этого поля образуют межпланетное магн. поле (ММП). Хотя напряжённость ММП невелика и плотность его энергии составляет ок. 1% от плотности кинетич. энергии С. в., оно играет большую роль в термодинамике С. в. и в динамике взаимодействий С. в. с телами Солнечной системы, а также потоков С. в. между собой. Комбинация расширения С. в. с вращением Солнца приводит к тому, что магн. силовые линии, вмороженные в С. в., имеют форму, близкую к спирали Архимеда (рис. 5). Радиальная B_R и азимутальная B_φ компоненты магн. поля по-разному изменяются с расстоянием вблизи плоскости эклиптики:

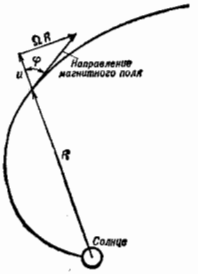


Рис. 5. Форма силовой линии межпланетного магнитного поля. Ω — угловая скорость вращения Солнца, u — радиальная компонента скорости плазмы, R — гелиоцентрическое расстояние.

$$B_R \sim B_R^0 (R_0/R)^2, \quad B_\varphi \sim B_\varphi^0 R_0^2 \Omega / Ru,$$

где Ω — угл. скорость вращения Солнца, u — радиальная компонента скорости С. в., индекс 0 соответствует исходному уровню. На расстоянии орбиты Земли угол φ между направлением магн. поля и R порядка 45°. При больших R магн. поле почти перпендикулярно R.

С. в., возникающий над областями Солнца с разл. ориентацией магн. поля, образует потоки с различно ориентированным ММП. Разделение наблюдаемой крупномасштабной структуры С. в. на чётное число секторов с разл. направлением радиального компонента ММП наз. **межпланетной секторной структурой**. Характеристики С. в. (скорость, темп-ра, концентрация частиц и др.) также в ср. закономерно изменяются в сечении каждого сектора, что связано с существованием внутри сектора быстрого потока С. в. Границы секторов обычно располагаются внутри медленного потока С. в. Чаще всего наблюдаются 2 или 4 сектора, вращающихся вместе с Солнцем. Эта структура, образующаяся при вытягивании С. в. крупномасштабного магн. поля короны, может наблюдаться в течение неск. оборотов Солнца. Секториая структура ММП — следствие существования токового слоя (ТС) в межпланетной среде, к-рый вращается вместе с Солнцем. ТС создаёт скачок магн. поля — радиальные компоненты ММП имеют разные знаки по разные стороны ТС. Этот ТС, предсказанный Х. Альвеном (H. Alfvén), проходит через те участки солнечной короны, к-рые связаны с активными областями на Солнце, и разделяет указанные области с разл. знаками радиальной компоненты солнечного магн. поля. ТС располагается приблизительно в плоскости солнечного экватора и имеет складчатую структуру. Вращение Солнца приводит к закручиванию складок ТС в спирали (рис. 6). Находясь вблизи плоскости эклиптики, наблюдатель оказывается то выше, то ниже ТС, благодаря чему попадает в секторы с разными знаками радиальной компоненты ММП.

Вблизи Солнца в С. в. существуют долготные и широтные градиенты скорости, обусловленные разностью скоростей быстрых и медленных потоков. По мере удаления от Солнца и укручения границы между потоками в С. в. возникают радиальные градиенты скорости,

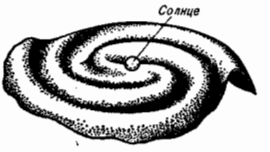


Рис. 6. Форма гелиосферного токового слоя. Пересечение его с плоскостью эклиптики (наклонённой к экватору Солнца под углом ~ 7°) даёт наблюдаемую секторную структуру межпланетного магнитного поля.

к-рые приводят к образованию *бесстолкновительных ударных волн* (рис. 7). Сначала образуется ударная волна, распространяющаяся вперёд от границы секторов (прямая ударная волна), а затем образуется обратная ударная волна, распространяющаяся к Солнцу.

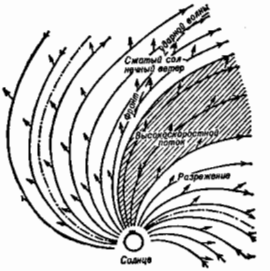


Рис. 7. Структура сектора межпланетного магнитного поля. Короткие стрелки показывают направление течения плазмы солнечного ветра, линии со стрелками — силовые линии магнитного поля, штрихпунктир — границы сектора (пересечение плоскости рисунка с токовым слоем).

Т. к. скорость ударной волны меньше скорости С. в., плазма увлекает обратную ударную волну в направлении от Солнца. Ударные волны вблизи границ секторов образуются на расстояниях ~1 а. е. и прослеживаются до расстояний в неск. а. е. Эти ударные волны, так же как и межпланетные ударные волны от вспышек на Солнце и околопланетные ударные волны, ускоряют частицы и являются, т. о., источником энергичных частиц.

С. в. простирается до расстояний ~100 а. е., где давление межзвёздной среды уравновешивает динамич. давление С. в. Полость, заметаемая С. в. в межзвёздной среде, образует гелиосферу (см. *Межпланетная среда*). Расширяющийся С. в. вместе с вмороженным в него магн. полем препятствует проникновению в Солнечную систему галактич. космич. лучей малых энергий и приводит к вариациям космич. лучей больших энергий.

Явление, аналогичное С. в., обнаружено и у нек-рых др. звёзд (см. *Звёздный ветер*).

Лит.: Паркер Е. Н., Динамические процессы в межпланетной среде, пер. с англ., М., 1965; Брандт Дж., Солнечный ветер, пер. с англ., М., 1973; Хундхаузен А., Расширение короны и солнечный ветер, пер. с англ., М., 1976.

О. Л. Вайсберг.

СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ — периодический процесс появления и развития на Солнце активных областей — мест выхода на поверхность сильных магн. полей. Этот процесс затрагивает весь диск Солнца и все уровни его атмосферы. Сильнее всего *солнечная активность* проявляется в широтной зоне $\pm 30°$. Центры активности появляются в нач. цикла на широтах ок. 30°, а затем зона, занятая ими, постепенно смещается к более низким широтам. Активные области часто объединяются в комплексы, группирующиеся около двух (реже — трёх) активных долгот. Последние сохраняются в течение неск. лет. От ср. широт к полюсам распространя-

ются «волны активности» — вытянутые по долготе цепочки протуберанцев и участки магн. полей умеренной напряжённости. Их приход к полюсам в максимуме С. ц. приводит к обращению знака квазидипольного поля Солнца. В максимуме С. ц. хромосфера и корона становятся более плотными, в них появляются несколько больше горячих областей, гораздо богаче становится структура. Так, напр., *корональные лучи*, обычно развивающиеся в низких и средних широтах, могут появляться и близ полюсов.

С С. ц. чаще всего отождествляют изменение с периодом ≈11,2 года числа солнечных пятен (см. *Вольфа числа*). Приведённое значение периода является ср. значением, длительности конкретных циклов заключены в пределах 8—16 лет, подъём к максимуму происходит быстрее спада. Для описания С. ц. используют также величину потока радиоизлучения Солнца на определ. волне (на практике на $\lambda = 10{,}7$ см).

Для данного цикла характерен определ. закон чередования полярностей магн. полей пятен. В фиксиров. полушарии западные (ведущие по отношению к вращению) пятна имеют одну полярность, замыкающие — другую. Возврат к одной и той же общей картине магн. полей на Солнце (знакам полярностей пятен и квазидипольного магн. поля) происходит примерно через 22 года. Иногда последнюю величину называют магн. циклом.

Лит. см. при ст. *Солнечная активность*. *М. А. Лившиц.*

СОЛНЦЕ.

Содержание:

1. Введение 589
2. Внутреннее строение 590
3. Атмосфера 592
4. Магнитные поля 593
5. Излучение 593

1. Введение

С.— газовый, точнее плазменный, шар. Радиус С. $R_\odot = 6{,}96 \cdot 10^{10}$ см, т. е. в 109 раз больше экваториального радиуса Земли; масса С. $M_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{33}$ г, т. е. в 333000 раз больше массы Земли. В С. сосредоточено 99,866% массы *Солнечной системы*. Ср. плотность солнечного вещества 1,41 г/см³, что составляет 0,256 ср. плотности Земли (солнечное вещество содержит по массе 68% водорода, 30% гелия и ок. 2% др. элементов). Ускорение свободного падения на уровне видимой поверхности С. $g = 2{,}7 \cdot 10^4$ см/с². Вращение С. имеет дифференц. характер: экваториальная зона вращается быстрее (14,4° за 1 сут), чем высокоширотные зоны (10° за 1 сут у полюсов). Ср. период вращения С. 25,38 сут, скорость вращения на экваторе ок. 2 км/с, энергия вращения (определённая по вращению поверхности) составляет $2{,}4 \cdot 10^{42}$ эрг. Мощность излучения С.— его *светимость* $L_\odot \approx 3{,}85 \cdot 10^{33}$ эрг/с ($3{,}86 \cdot 10^{26}$ Вт). *Эффективная температура* поверхности $T_\odot = 5830$ К. Солнце относится к звёздам-карликам *спектрального класса* G2. На диаграмме спектр — светимость (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*) С. находится в ср. части гл. последовательности, на к-рой лежат стационарные звёзды, практически не изменяющие своей светимости в течение миллиардов лет. С. имеет 9 спутников-планет, суммарная масса к-рых составляет всего лишь 0,13%, но на них приходится ок. 98% момента кол-ва движения всей солнечной системы.

Под действием гравитации С., как и любая звезда, стремится сжаться. Этому сжатию противодействует перепад давления, возникающий из-за высокой темп-ры и плотности внутр. слоёв С. В центре С. темп-ра $T \approx \approx 1{,}6 \cdot 10^7$ К, плотность ≈ 160 г/см³. Столь высокая темп-ра в центр. областях С. может поддерживаться длительно только ядерными реакциями синтеза гелия из водорода. Эти реакции и являются осн. источником энергии С.

При темп-рах, характерных для центра С., осн. энергия излучения приходится на рентг. диапазон. Из центр. области С. до его поверхности эл.-магн. излучение из-за многократного поглощения и переизлучения доходит за время ~1 млн. лет, при этом спектр существенно изменяется (путь, приблизительно в 200 раз больший,— от С. до Земли — свет проходит за время ≈ 8 мин).

В отличие от фотонов, солнечные нейтрино, возникающие в результате ядерных реакций в центре С., доходят до нас практически не поглощаясь. Методы нейтринной астрономии подтверждают наши представления о ядерных реакциях в центр. областях С.

В недрах С. атомы (в осн. это атомы водорода) находятся в ионизов. состоянии. Если водород полностью ионизован, то поглощение излучения связано гл. обр. с отрывом электронов от ионов более тяжёлых элементов (с их фотоионизацией). Однако таких элементов в недрах С. мало. Движущиеся из солнечных недр фотоны частично рассеиваются и поглощаются свободными электронами. Суммарное поглощение в ионизов. газе центр. области С. всё же относительно мало. По мере удаления от центра С. темп-ра и плотность газа падают, и на расстояниях, больших $0{,}7—0{,}8\ R_\odot$, уже могут существовать нейтральные атомы (в более глубоких слоях — атомы гелия, ближе к поверхности С.— атомы водорода). С появлением нейтральных атомов (особенно многочисл. атомов водорода) резко возрастает поглощение, связанное с их фотоионизацией. Перенос энергии излучением сильно затрудняется. Включается др. механизм переноса энергии — развиваются крупномасштабные конвективные движения, и лучистый перенос сменяется конвективным (см. *Конвективная неустойчивость*). Протяжённость по высоте солнечной *конвективной зоны* ≈ 200 тыс. км (≈ 0,3 $R_\odot$). Скорости конвективных движений в глубоких слоях малы — порядка 1 м/с, в тонком верх. слое они достигают 2 км/с.

Выше, в самых поверхностных слоях С., энергия вновь переносится излучением. Излучение, приходящее от С. к внеш. наблюдателю, возникает в чрезвычайно тонком поверхностном слое — фотосфере, имеющей толщину (1/2000) $R_\odot \approx 350$ км. Располагающиеся над фотосферой хромосфера и корона практически свободно пропускают непрерывное оптич. излучение фотосферы (близкое к излучению абсолютно чёрного тела с темп-рой ок. 6000 К). Верх. часть фотосферы и переходную область между фотосферой и хромосферой иногда называют обращающим слоем. Этот слой прозрачен для частот непрерывного спектра. Однако в нек-рых частотах, определяемых строением образующих слой атомов, слой непрозрачен. Излучение на этих избранных частотах рассеивается или поглощается обращающим слоем, и в спектре появляются линии поглощения, к-рые иногда называют фраунгоферовыми линиями. Практически вся энергия излучения Солнца заключена в непрерывном излучении фотосферы, приходящемся на интервал длин волн от 1500 Å до 0,5 см.

В радиодиапазоне и КВ-области спектра излучение существенно отличается от фотосферного. В радиодиапазоне оно остаётся непрерывным, однако его *яркостная температура* T_b начинает возрастать: в миллиметровом диапазоне $T_b \approx 6000$ К, при $\lambda = 1$ см $T_b \approx \approx 10000$ К и монотонно возрастает до 10^8 в диапазоне от 3 до 100 см. Это объясняется тем, что внешние разреженные части солнечной атмосферы — хромосфера и корона, прозрачные для видимого света, оказываются непрозрачными в радиодиапазоне и с увеличением длины радиоволн излучение поступает к нам от всё более высоких и более горячих уровней атмосферы. Интенсивность радиоизлучения хромосферы и короны испытывает значит. изменения, как медленные, так и более быстрые (всплески). Последние связаны с нетепловыми плазменными процессами.

При темп-рах $\sim 10^4$ К (хромосфера) и 10^6 К (корона), а также в переходном слое с промежуточными темп-рами появляются ионы разл. элементов. Соответствующие этим ионам эмиссионные линии довольно многочисленны в КВ-части спектра ($\lambda < 1800$ Å). Спектр в этой области состоит из отд. эмиссионных линий, самые яркие из к-рых — линия водорода L_α (1216 Å) и линия нейтрального (584 Å) и ионизованного (304 Å) гелия. Излучение в этих линиях выходит из области эмиссии практически не поглощаясь. Излучение в радио- и рентг. областях сильно зависит от степени *солнечной активности*, увеличиваясь или уменьшаясь в неск. раз в течение 11-летнего солнечного цикла и заметно возрастая при *вспышках на Солнце*.

Физ. характеристики разл. слоёв приведены на рис. 1 (условно выделена ниж. хромосфера толщиной 1500 км, где газ более однороден). Нагрев верх. атмосферы С. (хромосферы и короны) может быть обусловлен механич. энергией, переносимой волнами, возникающими в верх. части конвективной зоны, и

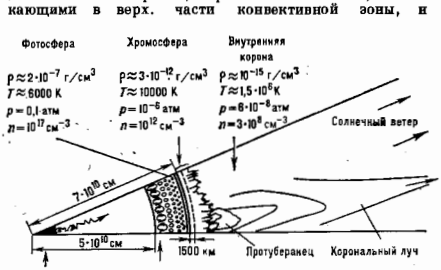


Рис. 1. Физические характеристики слоёв Солнца; ρ — плотность, T — температура, p — давление, n — число частиц в 1 см^3. Толщина фотосферы и хромосферы на рисунке несколько преувеличена.

диссипацией (поглощением) энергии электрич. токов, генерируемых магн. полями.

С существованием на С. поверхностной конвективной зоны связан ещё ряд явлений. Ячейки самого верх. яруса конвективной зоны наблюдаются на поверхности С. в виде гранул. Более глубокие крупномасштабные движения во 2-м ярусе зоны проявляются в виде ячеек сверхгрануляции и хромосферной сетки. Имеются основания считать, что конвекция в ещё более глубоком слое наблюдается в виде гигантских структур — ячеек с бо́льшими, чем сверхгрануляция, размерами.

Большие локальные магн. поля в зоне $\pm 30°$ от экватора приводят к развитию т. н. активных областей с входящими в них пятнами. Число активных областей, их положение на диске и полярности пятен в группах меняются с периодом $\approx$ 11,2 года. В период необычайно высокого максимума (1957—58) активность затрагивала практически весь солнечный диск. Кроме сильных локальных полей на С. имеется более слабое крупномасштабное магн. поле. Это поле меняет знак с периодом ок. 22 лет и близ полюсов обращается в нуль в максимуме солнечной активности. *М. А. Лившиц.*

2. Внутреннее строение

Элементы тяжелее гелия составляют ок. 0,1% (по числу атомов) и присутствуют на С. примерно в тех же пропорциях, что и на Земле. Это свидетельствует об их общем происхождении (см. *Происхождение Солнечной системы*). Геологич. данные, основанные на свойствах радиоактивных элементов в земной коре, показывают, что Земля отвердела $4{,}5 \cdot 10^9$ лет назад. Следовательно, и возраст С. должен быть больше. Известно также, что поток энергии от Солнца не изменился существенно за последние 10^9 лет.

Светимость С. обеспечивается энергией, освобождающейся в термоядерных реакциях превращения водорода в гелий, к-рые протекают в его центральной, наиб. горячей области — ядре. Термоядерный источник способен поддерживать С. в равновесном, почти неизменном состоянии длит. время — ок. 10^{10} лет; при отсутствии этого источника С. могло бы светить лишь за счёт собств. гравитац. энергии, освобождающейся при медленном сжатии, но только в течение времени порядка $(GM_\odot^2/R_\odot)/L_\odot \approx 3 \cdot 10^7$ лет.

Превращение водорода в гелий происходит гл. обр. в *водородном цикле* и частично в *углеродно-азотном цикле*. В конце этих циклов группы из четырёх протонов превращаются в ядра гелия. Поскольку масса ядра гелия меньше суммарной массы исходных протонов на 0,7%, то в каждом цикле выделяется энергия $\mathscr{E} = 0{,}007 \cdot (4m_p c^2) \approx 26{,}7$ МэВ (m_p — масса протона) в виде γ-излучения ($\approx$26,2 МэВ) и двух нейтрино ($\approx 0{,}5$ МэВ). Нейтрино очень слабо взаимодействуют с веществом и поэтому почти беспрепятственно выходят из солнечного ядра. Фотоны же эффективно поглощаются и переизлучаются веществом. Длина свободного пробега фотонов (λ) в центр. областях С. $\sim 10^{-2}$ см. В результате излучение находится почти в термодинамич. равновесии с веществом. Это означает, что ср. энергия фотонов равна тепловой энергии частиц.

Перенос излучения наружу носит диффузионный характер, при к-ром фотоны многократно поглощаются и переизлучаются. Величина потока лучистой энергии внутри С. прямо пропорциональна градиенту темп-ры и обратно пропорциональна коэф. *непрозрачности* $\varkappa = 1/\rho\lambda$ (ρ — плотность вещества), характеризующему способность газа поглощать и рассеивать излучение. Однако не на всём пути от центра к поверхности солнечная энергия переносится излучением. На расстоянии примерно $0{,}7\ R_\odot$ от центра вещество становится конвективно неустойчивым, и выше этого уровня энергия переносится преим. турбулентными потоками вещества. В конвективной зоне темп-ра невелика по сравнению с темп-рой ядра. В результате увеличивается число электронов, находящихся в связанных состояниях в атомах водорода и др. элементов. Это ведёт к увеличению непрозрачности газа, большему сопротивлению диффузии излучения и возрастанию градиента темп-ры. Конвективная неустойчивость наступает, если абс. значение градиента темп-ры станет больше нек-рой критич. величины, называемой адиабатич. градиентом. Скорости конвективных потоков возрастают по мере продвижения к поверхности от $\sim 10^3$ см/с до 10^5 см/с. Вблизи поверхности С. на расстоянии $0{,}999\ R_\odot$ эффективность конвективного теплопереноса резко падает вследствие низкой плотности вещества. Здесь энергия вновь переносится излучением. Вероятно, этот верх. слой конвективной зоны ответствен за наблюдаемую грануляц. структуру поверхности С.

Эволюция С. определяется изменением его хим. состава в результате термоядерных реакций. Согласно расчётам, ныне в ядре доля водорода по массе ок. 35%, тогда как в начале эволюции, судя по поверхностным слоям, в к-рых термоядерные реакции не происходят, водород составлял ок. 73%. Превращение водорода в гелий постепенно увеличивает ср. молекулярный вес вещества, поэтому равновесие в солнечном ядре поддерживается при всё более высоких темп-ре и плотности. Поскольку скорости термоядерных реакций быстро увеличиваются с ростом темп-ры, то, не-

смотря на уменьшение содержания водорода, выделение энергии внутри С. возрастает. Следовательно, с возрастом светимость С. несколько увеличивается. В ходе эволюции центр. ядро сжимается, а оболочка расширяется; радиус С. при этом растёт.

Теория внутр. строения *эволюции звёзд* предсказывает, что, когда С. достигнет возраста $9 \cdot 10^9$ лет, водород в центр. ядре будет исчерпан и термоядерные реакции будут идти в окружающем ядро слое, к-рый расширяется со временем. На этой стадии эволюции длительностью $\approx 5 \cdot 10^8$ лет существенно увеличится радиус С. и уменьшится эфф. темп-ра поверхности — С. станет красным гигантом (см. *Красные гиганты и сверхгиганты*). Затем последует быстрая стадия ($\approx 5 \cdot 10^7$ лет) горения гелия и более тяжёлых элементов, сопровождающаяся сбросом оболочки, после чего С. превратится в медленно остывающий *белый карлик*.

Для детального изучения внутр. строения С. строят модели С. и сравнивают их предсказания с данными наблюдений. Стандартная модель С. рассчитывается при следующих предположениях: С. является сферически-симметричным и находится в гидростатич. равновесии; С. находится в состоянии теплового равновесия, за исключением небольших изменений энтропии во время эволюции; изменения хим. состава обусловлены ядерными реакциями в водородном и углеродно-азотном циклах; вещество перемешивается только в конвективной зоне; С. было первоначально однородным по хим. составу и эволюционировало без изменения массы в течение $4{,}7 \cdot 10^9$ лет к совр. значениям радиуса и светимости.

Ур-ния, описывающие стандартную модель в переменной $M_r = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr$ (масса внутри радиуса r), имеют вид:

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho};$$

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}$$ (условие гидростатич. равновесия);

$$\frac{\partial L}{\partial M_r} = \varepsilon - T\frac{\partial S}{\partial t}$$ (ур-ние теплового баланса);

$$L = L_{луч} + L_{конв} = 4\pi r^2 \left(-4\pi r^2 \rho K \frac{\partial T}{\partial M_r} - Nu \cdot K \frac{\Delta T}{l} \right)$$

(ур-ние теплопереноса в диффузионном приближении для лучистого переноса и в приближении пути перемешивания для конвективного переноса). Здесь P — давление, ε — кол-во энергии, вырабатываемое 1 г вещества в 1 с, S — энтропия единицы массы, $K = 16\sigma T^3/3\kappa\rho$ — коэф. лучистой теплопроводности, σ — постоянная Стефана — Больцмана, Nu — число Нуссельта, характеризующее эффективность конвективного теплопереноса, ΔT — характерный перепад темп-р в конвективных элементах; l — длина перемешивания, к-рая полагается пропорциональной шкале (характерной высоте) изменения давления H_p. К этим ур-ниям добавляются ур-ния состояния $\rho = \rho(P, T, X_i)$, $S = S(P, T, X_i)$, выражения для коэф. поглощения $\varkappa = \varkappa(P, T, X_i)$ и скорости генерации энергии $\varepsilon = \varepsilon(P, T, X_i)$, где X_i — относит. содержание по массе элементов с атомным номером i. Ур-ния состояния в первом приближении такие же, как для идеального газа, но с учётом ионизации и возбуждения атомов, частичного вырождения электронного газа и электростатич. взаимодействия заряж. частиц. Для коэф. поглощения берётся среднее по частотам излучения значение. Скорость генерации энергии определяется вкладами отд. реакций водородного цикла и небольшой добавкой от реакций углеродно-азотного цикла. Ур-ния для изменения содержаний элементов имеют вид:

$$\frac{1}{A_i}\frac{\partial X_i}{\partial t} = \sum_j \frac{X_j}{A_j} p_{ij} - \frac{X_i}{A_i}\sum_k p_{ik},$$

где $p_{ij} = \sum_\beta N_\beta \langle \sigma' v \rangle_{ibj}$ — вероятность на единицу времени образования ядра j из ядра i, $\langle \sigma' v \rangle_{ibj}$ — вероятность реакции синтеза $i + \beta \to j$, σ' — сечение этой реакции, v — относит. скорость частиц i и β, угл. скобки означают усреднение, $N_i = N_0 \rho X_i / A_i$ — концентрация частиц i, N_0 — число Авогадро, A_i — атомная масса. В расчётах вероятностей ядерных реакций учитываются поправки на электронное экранирование кулоновского потенциала ядер.

Ур-ния дополняются четырьмя граничными условиями. Поверхность модели соответствует эфф. темп-ре С., $T = T_э$, поэтому первое граничное условие: $4\pi r^2 \sigma T^4 = L$ при $M_r = M_\odot$. Второе условие на поверхности получается из равенства давления P при $M_r = M_\odot$ давлению, полученному путём интегрирования ур-ния гидростатич. равновесия в атмосфере. Два других граничных условия задаются в центре С. при $M_r = 0$: $r = 0$ и $L = 0$.

Эволюц. последовательности моделей С. рассчитывают начиная от стационарной, однородной по хим. составу модели, соответствующей нулевому возрасту на гл. последовательности, до модели совр. возраста $t_\odot = 4{,}7 \cdot 10^9$ лет, принимая во внимание изменения хим. состава, вызванные ядерными реакциями (см. *Моделирование звёзд*). Варьированием двух параметров: нач. содержания гелия X_4 и $\alpha = l/H_p$ получают для $t = t_\odot$ модель, радиус и светимость к-рой согласуются с наблюдаемыми величинами. Нек-рые характеристики стандартной модели приведены в табл. 1, 2 и на рис. 2.

Таблица 1.—**Параметры Солнца согласно стандартной модели** (Bachall et al., 1982)

Светимость ($L_\odot$)	$3{,}86 \cdot 10^{33}$ эрг/с
Масса ($M_\odot$)	$1{,}99 \cdot 10^{33}$ г
Радиус ($R_\odot$)	$6{,}96 \cdot 10^{10}$ см
Возраст ($t_\odot$)	$4{,}7 \cdot 10^9$ лет
Плотность в центре (ρ_c)	158 г/см³
Температура в центре (T_c)	$15{,}5 \cdot 10^6$ К
Содержание водорода по массе на поверхности (X_s)	0,732
Содержание водорода по массе в центре ($X_{1,c}$)	0,355
Эффективная температура поверхности ($T_э$)	$5{,}78 \cdot 10^3$ К
Начальное содержание гелия по массе (X_4)	$0{,}25 \pm 0{,}01$
Начальное содержание тяжёлых элементов по массе (Z)	0,018
Глубина конвективной зоны	$0{,}27R_\odot (M_r = 0{,}02M_\odot)$
Доля энергии водородного цикла	0,985
Доля энергии углеродно-азотного цикла	0,015
Поток нейтрино от PP-реакций	$6{,}1 \cdot 10^{10}$ см$^{-2} \cdot$с$^{-1}$
Поток нейтрино от реакции распада ^{8}B	$5{,}6 \cdot 10^6$ см$^{-2} \cdot$с$^{-1}$

Таблица 2.—**Параметры стандартной модели Солнца в зависимости от времени** (Bachall et al., 1982)

$t \cdot 10^{-9}$, лет	$R \cdot 10^{-10}$, см	$L \cdot 10^{-33}$, эрг/с	$T_э \cdot 10^{-3}$, К
0,000	6,07	2,68	5,65
0,525	6,17	2,81	5,67
1,575	6,32	3,03	5,71
3,155	6,60	3,40	5,75
4,735	6,96	3,86	5,78

Тестом для моделей С. являются данные о внутр. строении С., полученные путём измерения потока солнечных нейтрино и в результате наблюдений глобальных осцилляций С.

Электронные нейтрино с энергиями $\varepsilon > 0{,}81$ МэВ, образующиеся в реакции $^8\text{B} \to {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ водородного цикла, зарегистрированы в эксперименте Дэви-

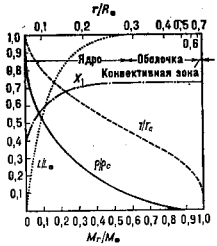


Рис. 2. Стандартная модель внутреннего строения Солнца (Bachall et al., 1982). Плотность ρ, температура T, светимость L и содержание водорода по массе X, представлены как функции радиуса r и массы M_r.

са (см. *Нейтринная астрофизика*). Измеренный поток нейтрино оказался существенно меньшим величины $7{,}8 \pm 0{,}9$ *SNU* ($1SNU = 10^{-36}$ захватов нейтрино на одну частицу детектора в 1 с — солнечная нейтринная единица), предсказанной на основе стандартной модели. Расхождение может быть связано как с неточностью описания внутр. строения С. стандартной моделью, напр. в случаях перемешивания вещества в солнечном ядре в ходе эволюции или пониж. содержания тяжёлых элементов в зоне лучистого переноса, так и с превращением электронных нейтрино в мюонные в результате слабого взаимодействия при распространении в плотном солнечном веществе (эффект Михеева — Смирнова). Разрешить проблему дефицита солнечных нейтрино можно путём регистрации низкоэнергичных нейтрино ($\mathcal{E} \leqslant 0{,}5$ МэВ), образующихся в первой реакции водородного цикла $p + p \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e$, при помощи галлиевого детектора. Их поток (согласно расчётам, ≈ 107 *SNU*) практически не зависит от деталей внутр. строения С., и поэтому, если измеренная величина окажется меньше расчётной, то это будет подтверждением гипотезы превращений нейтрино. В противном случае малый поток высокоэнергичных нейтрино связан с отличиями от стандартной модели, и тогда для их выяснения потребуются дополнит. нейтринные эксперименты с разл. детекторами.

Измерения частот акустич. мод собств. колебаний С. показали, что строение оболочки ($0{,}3 \leqslant r/R_\odot \leqslant 1$) хорошо описывается стандартной моделью. Надёжных данных о структуре ядра пока не получено (см. *Солнечная сейсмология*).

Лит.: Cox J. P., Giuli R. T., Principles of stellar structure, v. 1—2, N. Y.— L.— P., 1968; Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977; Bachall J. N. и др., Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos, «Rev. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 767; Bachall J. N. и др., Chlorine and gallium solar neutrino experiments, «Astrophys. J.», 1985, v. 292, p. L79; Михеев С. П., Смирнов А. Ю., Осцилляции нейтрино в среде с переменной плотностью, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 632. *А. Г. Косовичев.*

3. Атмосфера

В атмосферах С., так же как и в атмосферах др. невырожденных звёзд (см. *Звёздные атмосферы*), выделяют три слоя: *фотосферу*, хромосферу (см. также *Хромосферы звёзд*) и корону (см. *Солнечная корона*, *Короны звёзд*). Наблюдаемое непрерывное излучение в оптич. диапазоне генерируется в слое протяжённостью ок. 300 км — солнечной фотосфере. Оно является тепловым и достаточно точно описывается в видимой и близкой ИК-области спектра ф-цией Планка с эфф. темп-рой $T_\odot = 5830$ К. Темп-ра в фотосфере падает с высотой, что приводит к наблюдаемому потемнению диска С. к краю (где видны поверхностные слои), небольшому — в красных лучах и более сильному — в синих и ультрафиолетовых. Небольшие флуктуации темп-ры спокойной фотосферы в горизонтальном направлении связаны, вероятно, с проникновением в эти слои горячего газа — поднимающихся из более глубоких слоёв конвективных потоков. Это солнечная грануляция — яркие ячейки неправильной формы (гранулы) диаметром ок. 1—2″ (700—1400 км вдоль поверхности С.) с более тонкими тёмными промежутками между гранулами.

Плазма солнечной фотосферы с плотностью ок. 10^{17} см$^{-3}$ является слабоионизованной (рис. 3). Падение темп-ры с высотой на нек-ром уровне останавливается;

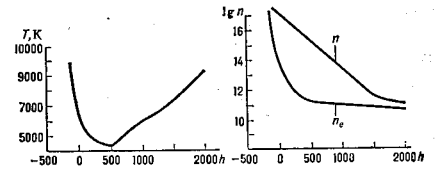


Рис. 3. Распределение температуры T, концентрации нейтрального водорода n и свободных электронов n_e в фотосфере и нижней хромосфере (h — высота в км).

выше этой т. н. области температурного минимума — во внеш. атмосфере С.— темп-ра разреженного газа вновь возрастает до $\sim 10^4$ К в хромосфере и более чем до $\sim 10^6$ К в короне. Первые две тысячи км хромосфера остаётся сравнительно однородной: лишь часть плазмы оказывается заключённой в петельные структуры; выше хромосфера распадается на ряд отд. потоков — хромосферных спикул, достигающих высот 8—10 тыс. км. Диаметры спикул сравнимы с диаметрами гранул, скорость подъёма и опускания вещества в них ≈ 20 км/с.

Хромосфера с $T \approx 10000$ К является источником линейчатого излучения металлов, водорода и гелия. Линии наблюдаются в излучении за краем диска и в поглощении — в проекции на диск. Горизонтальная неоднородность хромосферы проявляется при наблюдениях в частотах линий H_α водорода, H и K ионизов. кальция и нек-рых других. Наиб. характерной является хромосферная сетка: ячейки диам. 20—30 тыс. км, покрывающие весь диск. Газ в ячейках растекается от центра к периферии со скоростями 0,3—0,4 км/с. Происхождение хромосферной сетки связано с наличием конвективных движений масштаба — супер-, или сверхгрануляции. Из границ хромосферной сетки выбрасывается большее кол-во спикул, чем из центр. частей ячеек.

Переход от хромосферного газа с $T \sim 10^4$ К к корональному с $T \sim 10^6$ К происходит в каждой фиксирон. точке поверхности С. очень резко, на промежутке высот всего 10—100 км. Такой узкий слой формируется за счёт потока тепла из короны вниз.

Над хромосферой располагается оболочка разреженного горячего газа (корона). В первом приближении плотность газа падает при удалении от лимба по гидростатич. закону (с умеьшением плотности в e раз на расстоянии ок. $0{,}1\ R_\odot$). Плотности в основании короны изменяются от $\sim 10^9$ см$^{-3}$ в активных и до $6 \cdot 10^7$ см$^{-3}$ в самых разреженных участках, т. н. *корональных дырах*.

Оси. часть вещества короны сосредоточена во внутр. короне (до расстояний $0{,}1—0{,}3\ R_\odot$ от лимба), причём не равномерно, а в отдельных корональных петлях (арках). Самые плотные и горячие арки располагаются в активных областях и близ них. Длина петли L, давление плазмы и темп-ра близ вершины связаны в первом приближении т. н. соотношением подобия $T \sim (pL)^{1/3}$. Темп-ра плазмы в большинстве арок составляет 2 млн. К, плотности близки к 10^9 см$^{-3}$. Как само происхождение арочной структуры, так и нагрев плазмы в арках связаны с влиянием магн. полей.

В нек-рых площадках на С. атмосфера на всех высотах заметно отличается от описанной выше атмосферы спокойного С. Само появление центров активности, или активных областей, происходит с определ. последовательностью во времени и по местоположению на С.

Темп-ра верх. части фотосферы активной области повышается на 100—300 К, более яркие гранулы объединяются в цепочки, хорошо видимые при их приближении к краю диска (факелы). Факелы часто окружают солнечные пятна (рис. 4), состоящие из тёмной

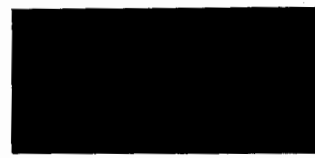


Рис. 4.

тени и более близкой по яркости к фотосфере волокнистой полутени. Темп-ра тени пятен примерно на 1500 К ниже фотосферной. Хромосфера активной области — флоккул (яркое образование в свете центра сильных линий H_α, H и K CaII) иногда оказывается пересечённой системой тёмных волоконец — фибрилл. Усиление яркости флокулла связано в осн. с повышением здесь плотности до 3 раз.

В корональной конденсации число арок заметно возрастает. Обычная, или перманентная, корональная конденсация ($n \geqslant 10^9$ см$^{-3}$, $T \approx 2 \cdot 10^6$ К, $D \leqslant 25°$) существует над большим центром активности всё время его жизни, т. е. до года. Неск. суток наиб. интенсивного развития центра активности в большинстве случаев являются экстремальными и для корональной конденсации плотности в арках достигают 10^{10} см$^{-3}$, темп-ра в пек-рых из них повышается в неск. раз, развиваются сложные газодинамич. движения.

Кроме описанных выше стационарных образований в определ. моменты времени наблюдаются нестационарные явления, развивающиеся в короне и хромосфере. При солнечных вспышках газ в арочных системах нагревается до 20—30 млн. К, плотность повышается до 10^{10} см$^{-3}$. В ряде случаев наблюдается выброс плазмы на расстояние до сотен радиусов С. (корональные транзиенты). В горячей короне иногда появляются холодные плотные облака ($n = 10^{-10}$—10^{12} см$^{-3}$, $T \sim 10^4$ К) — солнечные *протуберанцы*.

4. Магнитные поля

На С. существует весьма сложная система магн. полей, изменяющаяся как во времени, так и в пространстве. В течение ряда лет вблизи минимума цикла активности высокие широты заполнены преим. слабыми полями одного знака (направления нормальной составляющей). В северном N и южном S полушариях знаки поля различны, так что картина там напоминает распределение полей диполя, помещённого в центре С. Каждые ≈ 11 лет происходит смена знака высокоширотных полей — переполюсовка диполя.

На более низких широтах $|\varphi| < 65°$ также встречаются области, занимающие до ~50° по широте и долготе, преим. заполненные магн. образованиями одного знака. Ср. напряжённость этих униполярных полей сравнима с той, к-рая характерна для высоких широт — ок. 1 Э.

Локальные магн. поля появляются в областях диам. 100—300 тыс. км на широтах менее 35° и вызывают весь комплекс явлений, развивающихся в центре активности. Часто они представляют собой два «холма» поля противоположной полярности напряжённостью от сотен до тысяч эрстед. Наблюдается также мультиполярная структура этих образований. Если напряжённость поля в «холме» превышает 1400 Э, на фотосфере появляется тёмное образование — пóра, для полей 2—4 тыс. Э — пятно. Поля в центр. части пятен — их тени — выходят примерно по нормали к поверхности, вне тени (в окружающем пятно факеле) быстро становятся практически горизонтальными. Магн. поток центра активности ср. размеров или большой группы пятен близок к 10^{22} Мкс, сильно развитого пятна — к 10^{23} Мкс.

Вынос магн. потока на поверхность наблюдается в виде небольших областей всплывающего потока. Весь процесс занимает от одного до неск. дней и происходит внутри или на периферии уже существующих активных областей либо на участках спокойного С. Область всплывающего потока биполярна и представляет собой систему протяжённых (до 30000 км) низких (высотой до 5000 км) арок. Самые малые из таких образований, называемые эфемерными областями, примерно за сутки проявляются и исчезают; магн. поток каждой из них ≈ 10^{20} Мкс. На диске в течение суток может появляться до 100 таких эфемерных областей, по-видимому, проявляющихся в виде ярких рентг. точек; наряду с центрами активности они вносят заметный вклад в общий магн. поток соответствующих крупномасштабных образований солнечной поверхности.

Фоновые поля невозмущённого С. сосредоточены в отд. элементах с магн. потоками $\geqslant 10^{16}$ Мкс. Поток преим. сосредоточен на границах ячеек хромосферной сетки. Магн. поток ≈ $3 \cdot 10^{17}$ Мкс при диаметре элемента 2000 км соответствует напряжённости поля 10 Э. Внутри ячеек также встречаются элементы поля, чаще, чем на границах сетки, имеющие биполярную структуру (т. е. типа эфемерных областей). Усиление поля на границах сетки, по-видимому, связано с тем, что горизонтальные движения плазмы сгребают силовые линии к границам супергрануляц. ячеек.

Все осн. явления, происходящие в активной области, обусловлены влиянием магн. поля на строение солнечной атмосферы. Так, уменьшение темп-ры пятен, вероятно, связано с тем, что вертикальное магн. поле затрудняет горизонтальные движения в конвективной ячейке. Поток энергии, переносимой конвекцией, при этом уменьшается, что и приводит здесь к нек-рому охлаждению вещества.

Арочные структуры в хромосфере, и особенно во внутр. короне, обусловлены тем, что нек-рые пучки силовых линий заполняются плазмой. При увеличении нагрева в вершине арки поток тепла из-за высокой теплопроводности короны очень быстро проходит вдоль силовых линий и значительно повышает темп-ру части хромосферного вещества близ оснований арки. Это вещество расширяется вдоль силовых линий, заполняя всю арку. Соответствующий процесс «испарения» наблюдается при импульсном выделении энергии в короне в начале вспышек. При этом скорости оттекающего из хромосферных слоёв нагретого до $T \sim 2 \cdot 10^7$ К газа составляют 300—400 км/с. Ударная волна с излучением, идущая вниз, формирует слой плотного газа с $T = 8000$—9000 К — источник низкотемпературного свечения во вспышках.

Газодинамич. расширение короны в крупномасштабном квазидипольном поле С. приводит к формированию регулярного межпланетного магн. поля: появлению двух противоположно направленных магн. потоков с токовым слоем между ними. Ряд факторов вызывает гофрировку этого токового слоя. Пересечение Землёй или космич. аппаратом токового слоя объясняет наблюдаемое явление секторной структуры межпланетного магн. поля (см. *Солнечный ветер*).

5. Излучение

Кол-во энергии, излучаемой с 1 м^2 поверхности С. в 1 с, равно $6{,}28 \cdot 10^7$ Вт. На ср. расстоянии Земли от С. (1 а. е.) поток излучения С. ≈ $1{,}37 \cdot 10^3$ Вт/м^2 (*солнечная постоянная*).

Развитие внеатмосферных методов наблюдений позволило изучить спектр С. во всём диапазоне эл.-магн. волн — от γ-диапазона до километровых радиоволн. Осн. компонент солнечного излучения — непре-

рывное тепловое излучение фотосферы. Его спектр в первом приближении аналогичен спектру абсолютно чёрного тела с темп-рой ок. 6000 К (рис. 5). Это излучение простирается от 180 нм до 1 см, с максимумом ок. 450 нм. В нём заключена осн. часть энергии, излучаемой С. Поскольку темп-ра газа в фотосфере медленно

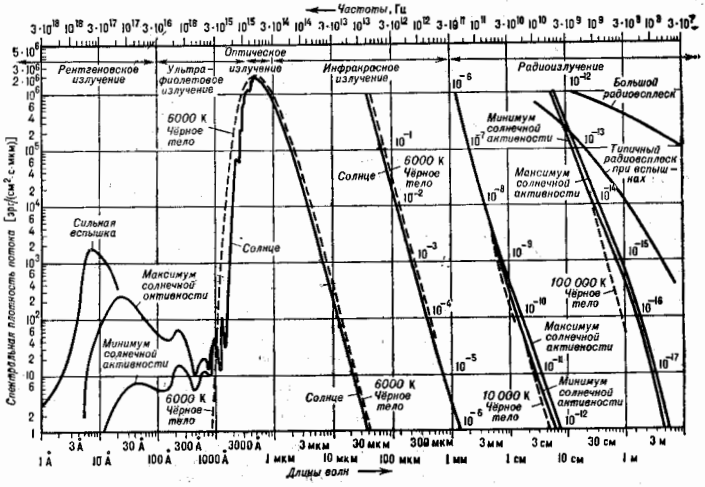


Рис. 5. Спектр излучения Солнца. Непрерывные линии — результаты измерений, штриховые — распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела с температурой $T \approx 6000$ К (или с $T = 10^4$ К и 10^5 К в ДВ-части спектра). Для волн длиннее 30 мкм порядки величин потоков указаны отдельно (близ кривых).

убывает с высотой, на краях диапазона (ок. 200 нм и ок. 20—50 мкм) спектр излучения несколько более крутой, соответствующий темп-ре верх. фотосферы ($\approx$ 4500 К).

Солнечное излучение во всех диапазонах подвержено влиянию солнечной активности. В видимой и близкой ИК-областях спектра относит. изменения потока излучения с характерными временами порядка суток и месяцев составляют всего 0,1—0,3%. Такова же и общая амплитуда изменений в течение 11-летнего цикла. На излучение в др. диапазонах, возникающее не в фотосфере, а в хромосфере и короне, активность влияет гораздо сильнее. Появляется перем. часть излучения, делящаяся на медленно изменяющуюся и вспышечную составляющие. Излучение первой из них — дополнит. эмиссия, возникающая в активных областях. Вращение С. с неоднородным распределением активных областей по диску обусловливает 27-дневную повторяемость формы кривой изменения со временем потока излучения С., наблюдаемого с Земли. Развитие или возникновение на видимом диске новых активных областей иногда нарушает строгую повторяемость формы этой кривой. Амплитуда изменений в радио- и мягком рентг. диапазонах составляет уже десятки процентов и увеличивается при удалении от оптич. диапазона в обе стороны. Со вспышками связаны всплески излучения с характерными временами от минут до часов. В радио- и рентг. диапазонах амплитуда этих всплесков может быть очень большой.

ИК-излучение — тепловое излучение верх. фотосферы. Поток далёкого ИК-излучения монотонно возрастает с уменьшением длины волны: на 100, 20 и 5 мкм он составляет соответственно 0,37, $2{,}3 \cdot 10^2$ и $5{,}5 \cdot 10^4$ Вт/(м²·ст·мкм). В указанном диапазоне яркостная темп-ра постепенно возрастает от 4400 до 5500 К. В спектре присутствует ряд фраунгоферовых линий и молекулярных полос. Наблюдаются также неск. линий хромосферы (гелия, $\lambda = 1083{,}0$ нм, пашеновские линии водорода, линии магния, а также неск. корональные линии). Суммарный поток ИК-излучения с длиной волны $\lambda \geqslant 0{,}8$ мкм составляет более 30% всего потока излучения. Непрерывное ИК-излучение не зависит от степени активности С.

Оптическое и УФ-излучение — непрерывное излучение, «изрезанное» фраунгоферовыми линиями. В диапазоне 800—180 нм содержится ок. $^2/_3$ всей энергии, излучаемой С. В УФ-диапазоне становятся заметными вариации излучения, связанные с солнечной активностью. В солнечном спектре отождествлено более 30000 линий поглощения. Энергия, поглощаемая в этих линиях, составляет 30% энергии непрерывного излучения в УФ-диапазоне, доходит до 40—50% в диапазоне 300—400 нм и постепенно уменьшается к красной области спектра. Наблюдается также ряд полос простейших молекул CH, CN, CO и др. Эти линии возникают в области температурного минимума между фотосферой и хромосферой, а также над пятнами.

В диапазоне 30—180 нм солнечный спектр представляет собой набор эмиссионных линий. Эти линии излучаются в узком переходном слое между хромосферой и короной при темп-рах от 10^4 до 10^6 К. Часть излучения водорода в линиях лаймановской серии, а также линия нейтрального гелия, $\lambda = 58{,}4$ нм, возникают в хромосфере. Самыми яркими линиями (помимо лаймановских линий) являются линии наиб. обильных элементов (линия HeII, $\lambda = 30{,}4$ нм, CII—IV, OII—VI, Si II—IV, железа и др.). В этом же диапазоне наблюдаются также неск. участков непрерывного излучения — рекомбинац. континуумы водорода, нейтрального и ионизов. гелия.

Излучение в этой области спектра изменяется на десятки процентов в зависимости от уровня солнечной активности, и хотя энергия этого излучения невелика, её достаточно, чтобы ионизовать и нагреть верх. слои земной атмосферы.

Рентгеновское излучение. Источником рентг. излучения является солнечная корона, гл. обр. её плот-

ные ниж. слои (т. н. внутр. корона). Это излучение горячей разреженной оптически тонкой плазмы с темп-рой $\approx 2 \cdot 10^6$ К. Диапазон рентг. излучения спокойной короны от 1 нм до неск. десятков нм. Поток рентг. излучения на орбите Земли 1—3 эрг/см²·с, или $5 \cdot 10^{-6}$ среднего солнечного потока в видимой области спектра. Рентг. излучение состоит из 2 компонентов — линейчатого и непрерывного. Многочисл. спектральные линии ионов высокой кратности (железа, кремния, кислорода и др.) обусловлены возбуждением ионов электронным ударом и последующими спонтанными переходами (свободно-связанное излучение). Непрерывное излучение связано с изменениями энергии свободных электронов в электрич. поле ионов (свободно-свободное излучение). Вклад линейчатого излучения в суммарное излучение в неск. раз больше, чем непрерывного, однако на КВ-конце (от 1 нм) вклады обоих типов излучения становятся сравнимы.

Активные области в короне — корональные конденсации излучают более интенсивно. Это вызывает флуктуации рентг. излучения при возникновении и развитии активных областей на видимой стороне С., появлении 27-дневной периодичности в регистрируемом потоке, связанной с вращением С. В зависимости от уровня солнечной активности суммарная мера эмиссии изменяется от $3 \cdot 10^{48}$ см$^{-3}$ до 10^{50} см$^{-3}$ при незначит. изменениях темп-ры. Изменения рентг. излучения сильнее выражены в КВ-части диапазона. Нек-рые мощные центры активности вызывают появление заметных потоков излучения даже в диапазоне 0,3—1 нм, что связано с нагревом плазмы до темп-р, в неск. раз превышающих её ср. значение в источниках внутр. короны.

Рентг. излучение С. возрастает и далеко простирается в область высоких энергий при любых нестационарных процессах, особенно вспышках. По величине потока излучения вблизи орбиты Земли в диапазоне 0,1—0,8 нм вспышки делятся на 3 класса: C, M и X [соответственно потоки $(1-9) \cdot 10^{-3}$, $(1-9) \cdot 10^{-2}$ и более 10^{-1} эрг/см²·с]. Тепловое излучение вспышек, длящееся всё время вспышки (от минут до часов), связано с образованием плазмы с $T \leqslant 3 \cdot 10^7$ К. В спектре наблюдаются линии ионов, у к-рых остались только 1—2 электрона (Fe XXV и др.). Кроме теплового излучения горячей плазмы при нек-рых вспышках генерируется нетепловое излучение электронов, ускоренных до энергий, превышающих 10 кэВ (иногда 100 кэВ и более). Как правило, эти всплески продолжаются не более 100 с.

Детально изучена структура источников рентг. излучения С. Излучающая плазма заключена в систему петель — арок, являющихся пучками силовых линий магн. поля, проникающего из фотосферы во внутр. корону. Физ. условия в петлях — темп-ра $\approx 2 \cdot 10^6$ К и концентрация электронов $n_e \approx 10^9$ см$^{-3}$ — незначительно изменяются как в самой петле, так и при переходе от одной петли к другой. Длины петель составляют 10^9—10^{10} см. Газ вне петель (там, где силовые линии магн. поля уходят на большие расстояния от С.) из-за своей малой плотности и меньшей темп-ры слабее излучает в рентг. диапазоне (корональные дыры).

Источник теплового рентг. излучения при вспышках — система петель, заполненных плазмой с $T \approx \approx 3 \cdot 10^7$ К и $n_e \leqslant 10^{11}$ см$^{-3}$. Пучки нетепловых электронов бывают в начале нек-рых вспышек весьма плотными, до 10^{-4} тепловых электронов может ускоряться до энергий, превышающих 15 кэВ. *М. А. Лившиц.*

Радиоизлучение. Плотность потока радиоизлучения С. на орбите Земли в спокойных условиях от 10^7 Ян на сантиметровых волнах до 10^5 Ян в метровом диапазоне. Она возрастает во время всплесков, связанных с крупными вспышками, до 10^8 и 10^{10} Ян соответственно.

Регистрация радиоизлучения С. на разных волнах позволяет получать информацию о параметрах, структуре и динамич. явлениях в разл. слоях атмосферы С. Сантиметровые и дециметровые волны исходят из хромосферы, переходного слоя и ниж. короны (расстояние от фотосферы $r < 10$—20 тыс. км), излучение метрового и декаметрового диапазонов генерируется в короне ($r \sim 0{,}2$—$4\ R_\odot$), а гектометровые и километровые волны — в самых внеш. слоях короны и в межпланетной среде (фиксируются при помощи спутников и космич. аппаратов).

Невозмущённый, наиб. низкий (фоновый) уровень радиоизлучения С.— т. н. оси. компонент, или излучение, «спокойного» С. (рис. 6). Это тепловое излучение, яркостная темп-ра T_b к-рого соответствует кинетич. темп-ре того слоя, где оптич. толща $\tau_\lambda \sim 1$. При переходе от миллиметровых к метровым волнам T_b возрастает от $5 \cdot 10^3$ до 10^6 К.

Рис. 6. Зависимость яркостной температуры основных компонентов радиоизлучения Солнца от длины волны (частоты).

При наличии активных областей на диске над фоновым уровнем выделяются также локальные источники повыш. радиоизлучения, существующие в течение мн. дней. В сантиметровом и дециметровом диапазонах регистрируется медленно меняющаяся компонента (S-компонента). Она включает в себя неск. составляющих.

Одна из них охватывает всю активную область (неск. минут дуги) и представляет собой слабо поляризованное тормозное излучение корональной конденсации, в к-рой темп-ра и плотность повышены в неск. раз. Непосредственно над пятнами на $\lambda \sim 2$—4 см доминируют компактные ($\sim 20''$) и яркие [$T_b \approx (1{,}5$—$2) \cdot 10^6$ К] источники поляризованного магнитотормозного радиоизлучения, исходящего из оптически толстых гирорезонансных слоёв (т. е. слоёв, для к-рых частота принимаемого радиоизлучения кратна $\omega_н$) 2 $\omega_н$ (обыкновенные) и 3$\omega_н$ (необыкновенные волны), где $\omega_н$ — *гиромагнитная частота* электронов. Существенно, что в источниках, связанных с пятнами, темп-ра достигает корональных значений уже на высотах $r \sim$ ~ 1—2 тыс. км, где магн. поле $H \sim 1000$—1500 Гс. Поляризация, знак к-рой соответствует необыкновенной волне, возникает в таких источниках вследствие того, что для определ. длины волны слой 3$\omega_н$ располагается в переходной области между хромосферой и короной на бо́льших высотах, т. е. в области с большей темп-рой, чем уровень 2$\omega_н$.

Две др. составляющие S-компоненты имеют нетепловую природу и свидетельствуют о непрерывном ускорении электронов в активных областях. Это прежде всего межпятенная составляющая — компактные ($\sim 10''$), яркие ($T_b \geqslant 5 \cdot 10^6$ К) радиоисточники, к-рые особенно хорошо наблюдаются на $\lambda \sim 6$ см и располагаются над линией раздела полярностей фотосферного магн. поля, в верх. части корональных петель. Другая нетепловая составляющая имеет вид протяжённого (1—2′) гало и характеризуется максимумом плотности потока на $\lambda \sim 10$—15 см.

Явно нетепловую природу имеет также НЧ-аналог S-компоненты — шумовые бури. Они фиксируются над крупными развивающимися активными областями, характеризуются сильной поляризацией и состоят из усиленного непрерывного фона (континуума) с $T_b \sim$

$\sim 10^7$—10^9 К и многочисл. дискретных всплесков разных типов. На $\lambda \sim 1$—5 м чаще всего наблюдаются т. н. всплески I типа — кратковременные (0,1—2 с) и узкополосные (2—10 МГц) элементы излучения. Конкретная картина непрерывного ускорения электронов в активных областях и механизм генерации всплесков I типа ещё не до конца ясны. Предполагается, что ускорение частиц происходит в результате локального магн. *пересоединения* в скрученных магн. петлях, на фронтах слабых ударных волн или в токовом слое корональных лучей, наблюдаемых над активными областями. При интерпретации континуума и всплесков I типа рассматривают разл. варианты плазменного механизма (возбуждение ленгмюровских или верхнегибридных волн с последующей конверсией этих волн в эл.-магн. излучение за счёт рассеяния на ионах или НЧ-турбулентности), а также циклотронного механизма (непосредств. генерация обыкновенных волн на ниж. гармониках гирочастоты; см. *Волны в плазме*).

В шумовых бурях на $\lambda \leqslant 5$ м, а также на гектометровых волнах преобладают всплески III типа (см. ниже). В декаметровом диапазоне во время бурь наблюдаются также двойные дрейфующие всплески («эхо»-всплески), узкополосные всплески с расщеплением по частоте ($\Delta f \sim 100$ кГц), др. тонкоструктурные элементы.

Наиб. интенсивные и разнообразные радиовсплески связаны с солнечными вспышками (рис. 7). В случае

Рис. 7. Схема динамического спектра радиовсплесков, связанных с крупной вспышкой.

сравнительно слабых вспышек в сантиметровом диапазоне регистрируются всплески длительностью минуты — десятки минут, к-рые являются результатом нагрева плазмы в ниж. короне до $T \sim (1$—$5) \cdot 10^6$ К. В метровом диапазоне и на более длинных волнах такие события сопровождаются всплесками III типа. Это наиб. часто встречающийся вид активности в радиодиапазоне. Гл. свойства всплесков III типа — быстрый дрейф излучения от ВЧ к НЧ и гармонич. структура (одноврем. излучение на частотах, относящихся как 2 : 1). Всплески III типа возникают вследствие возбуждения ленгмюровских волн потоками электронов, распространяющихся через корону и межпланетную среду со скоростью $\sim 10^5$ км/с (энергия электронов — десятки кэВ). (Дрейф по частоте обусловлен уменьшением *плазменной частоты* при движении электронов из более плотных областей в менее плотные.) Такая модель подтверждена прямыми измерениями на космич. аппаратах электронных потоков и генерируемой ими ленгмюровской турбулентности (см. *Турбулентность плазмы*). При этом излучение осн. тона появляется в результате рассеяния ленгмюровских волн на тепловых ионах или на НЧ-турбулентности, а излучение гармоник — вследствие комбинац. взаимодействия встречных ленгмюровских волн. Несмотря на эффект квазилинейной релаксации, поток электронов сохраняет способность генерировать всплески III типа на всей трассе распространения от С. до Земли (см. *Взаимодействие частиц с волнами*). В нек-рых моделях это объясняется стабилизацией *пучковой неустойчивости* за счёт индуциров. рассеяния ленгмюровских волн на тепловых ионах или за счёт др. нелинейных эффектов, выводящих ленгмюровские волны из резонанса с потоком.

При распространении электронных потоков вдоль замкнутых магн. петель генерируются разновидности всплесков III типа со сменой направления частотного дрейфа (*U*- и *J*-всплески), а при захвате электронов в замкнутых магн. петлях вслед за всплесками III типа на $\lambda \sim 3$—10 м появляется континуальное излучение — всплески V типа — длительностью от десятков секунд до минут. Этот тип радиоизлучения также интерпретируется в рамках плазменного механизма.

В отд. вспышках средней и большой мощности после всплесков III, V типов на $\lambda < 1{,}5$—2 м наблюдаются всплески II типа. Они тоже обнаруживают гармонич. структуру и дрейф сравнительно узких ($\Delta f/f \sim 0{,}1$) полос излучения от ВЧ к НЧ. Однако скорость дрейфа примерно в 100 раз ниже, чем у всплесков III типа. Это связано с тем, что агентом, инициирующим всплески II типа, являются *бесстолкновительные ударные волны*, распространяющиеся от вспышек со скоростью $\sim 10^3$ км/с. В разл. моделях рассматриваются квазиперпендикулярные или квазипараллельные ударные волны с магн. числом Маха $M < 2$ или $2 \leqslant M < 10$. Механизм генерации всплесков II типа по существу такой же, как и у всплесков III типа (т. е. плазменный), за исключением одной дополнит. стадии — ускорения частиц на фронте ударной волны. Об ускорении электронов свидетельствует т. н. ёлочная структура — последовательность быстро дрейфующих элементов (миниатюрных всплесков III типа), выходящих из осн. полос излучения в сторону НЧ и ВЧ. Наблюдаемое во всплесках II типа частотное расщепление каждой из гармоник на две одинаковые полосы можно интерпретировать как плазменное излучение перед фронтом и за фронтом ударной волны или как следствие осцилляторной структуры фронта ударной волны.

В импульсных вспышках ударная волна, возбуждающая всплеск II типа, носит взрывной характер. В мощных длит. вспышках ударная волна, напротив, является поршневой (роль поршня играет корональный транзиент), а сам всплеск II типа имеет продолжение на гектометровых и километровых волнах, т. е. при распространении ударной волны в межпланетном пространстве.

Большие вспышки сопровождаются также интенсивными микроволновыми всплесками со сложными временны́м профилем и пространственной структурой. Здесь на фоне сравнительно плавных вариаций за время порядка минут на нач. фазе вспышки регистрируются многочисл. узкополосные ($\Delta f \sim 10$—15 МГц) и интенсивные выбросы излучения миллисекундного масштаба. Такие же выбросы, или спайки, наблюдаются в дециметровом диапазоне. Источник микроволновых всплесков — низкие корональные магн. петли, содержащие электроны с энергией десятки и сотни кэВ. Фоновое излучение с $T_b \sim 10^8$—10^{11} К связывается с гиросинхротронным (циклотронным) излучением в магн. поле $H \sim 100$—500 Гс или с плазменным излучением в плотных ($N \sim 10^{11}$—10^{13} см$^{-3}$) вспышечных ядрах. Миллисекундные спайки характеризуются наиб. высокой яркостной темп-рой (до 10^{15} К). Предполагается, что они представляют собой проявление отд. элементарных актов вспышечного энерговыделения, отражают его фрагментарный характер и генерируются в результате мазерного циклотронного излучения (см. *Мазер на циклотронном резонансе*) на низких гармониках электронной гирочастоты.

В течение взрывной фазы крупных вспышек (практически одновременно с микроволновыми всплесками и всплесками III типа) во всём диапазоне от дециметр-

ровых до декаметровых волн начинается излучение вспышечного континуума, переходящее затем в широкополосный длительный и многокомпонентный всплеск IV типа. Такое континуальное излучение — следствие заполнения энергичными электронами магн. структур, находящихся на разных высотах над активной областью. При этом в *магнитных ловушках* формируются неравновесные распределения электронов, развиваются конусные неустойчивости и реализуется плазменный механизм излучения. Часть энергичных электронов оказывается захваченной внутри облаков плазмы или петлеобразных корональных транзиентов, наблюдаемых в видимом диапазоне. В частности, изолированные движущиеся источники всплесков типа IV*M* удалось отождествить с наиб. яркими и плотными образованиями вблизи вершины транзиента, где электронная плотность повышена по сравнению с фоновой в 20—70 раз. Это даёт возможность интерпретировать метровые IV*M*-всплески на расстояниях от фотосферы $r \sim 1—1{,}5\ R_\odot$ также в рамках плазменного механизма. При удалении источников IV*M*-всплесков на большие расстояния преобладающим становится гиросинхротронное излучение субрелятивистских электронов в облаках плазмы с собств. магн. полем $H \sim 1—3$ Гс.

Всплески IV типа, особенно на дециметровых волнах, обладают богатой тонкой структурой. Здесь наблюдаются широкополосные пульсации с характерным временем ~1 с, всплески в поглощении, дрейфующие волокна, зебра-структура и т. д. Появление такого своеобразного радиоизлучения отражает структуризацию самой корональной плазмы, а также указывает на сложный характер взаимодействий между разл. типами волн и частиц, к-рые происходят в короне на разл. стадиях вспышки.

Радиоизлучение С. широко используется в качестве индекса солнечной активности (напр., поток на $\lambda =$ = 10,7 см), а также для диагностики вспышек и краткосрочного прогнозирования тех эффектов, к-рые они вызывают на Земле (радиац. условия в ближнем космосе, геомаги. бури, ионосферные возмущения и т. д.).

Лит.: Железняков В. В., Радиоизлучение Солнца и планет, М., 1964; его же, Электромагнитные волны в космической плазме, М., 1977; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н., Физика плазмы солнечной атмосферы, М., 1977; Крюгер А., Солнечная радиоастрономия и радиофизика. Введение, пер. с англ., М., 1984.

И. М. Черток.

Гамма-излучение Солнца регистрируется совр. приборами только во время вспышек (уровень γ-излучения спокойного С. слишком низок). Зарегистрировано 140 солнечных вспышек, сопровождающихся эмиссией измеримых потоков γ-квантов с энергией более 300 кэВ. Для 100 вспышек измерен энергетич. спектр γ-излучения и в 50 случаях обнаружены ядерные γ-линии. По длительности фронта (нарастания) и спада импульсов γ-излучения вспышки удаётся разделить на импульсные (общая длительность не более 1 мин при длительности фронта и спада отд. импульсов неск. секунд) и постепенные (до 10—20 мин и неск. десятков секунд соответственно).

В результате взаимодействия ускоренных во вспышках протонов, α-частиц и более тяжёлых ядер с веществом солнечной атмосферы происходят возбуждение ядерных уровней, расщепление ядер, генерация новых элементов и изотопов (нуклидов). Возбуждённые ядра быстро излучают избыток энергии и переходят в осн. состояние. При этом каждый изотоп излучает свой характерный γ-квант (см. *Гамма-излучение*). Наиб. важные с астрофиз. точки зрения линии: 6,13 МэВ (^{16}O); 4,44 МэВ(^{12}C); 2,31 МэВ (^{14}N); 1,78 МэВ (^{28}Si); 1,63 МэВ (^{20}Ne); 1,37 Мэв (^{24}Mg); 1,24 МэВ и 0,85 МэВ (^{56}Fe). Эти линии образуются путём прямого возбуждения указанных ядер. Кроме того, имеются сильные линии 0,48 МэВ (^{7}Li) и 0,43 МэВ (^{7}Be), к-рые образуются в реакциях синтеза ^{4}He (α, p) ^{7}Li и ^{4}He (α, n) ^{7}Be. Времена жизни возбуждённых уровней пренебрежимо малы ($\lesssim 10^{-9}$) по сравнению с временами ускорения и торможения частиц и ядер. Поэтому приведённые γ-линии, называемые мгновенными, служат прекрасными хронометрами процессов ускорения и взаимодействия частиц.

Кроме мгновенных γ-линий в солнечной атмосфере генерируется т. н. задержанные γ-линии 2,22 МэВ и 0,51 МэВ. Задержка обусловлена конечным временем захвата нейтронов (см. *Радиационный захват*) водородом (линия 2,22 МэВ) и аннигиляции позитронов (линия 0,51 МэВ). Нейтроны образуются в осн. в ядерных реакциях ^{4}He(p, pn)^{3}He и ^{4}He (p, 2pn)^{2}D. Эти нейтроны сначала тормозятся в солнечном веществе до тепловых скоростей, а затем поглощаются протоном с генерацией γ-линии 2,22 МэВ либо ядром гелия-3[^{3}He (n, p)^{3}H] без генерации γ-квантов. Время торможения порядка неск. минут, и, как следует из теории, захват нейтронов имеет место в достаточно плотной среде (концентрация атомов более 10^{13} см$^{-3}$). Интенсивность γ-линии 2,22 МэВ даёт уникальную информацию о концентрации гелия-3 в фотосфере. Источником другой задержанной линии — аннигиляц. линии 0,51 МэВ являются позитронно-активные ядра ^{11}C, ^{12}N, ^{13}N, ^{14}O, ^{15}O, ^{19}Ne, к-рые генерируются в ядерных реакциях в солнечной атмосфере во время вспышки. Позитроны генерируются также путём распада π^+-мезонов, образующихся в ядерных реакциях с участием высокоэнергичных протонов. Прежде чем произойдёт аннигиляция позитронов, они замедляются за счёт ионизац. и радиац. потерь от нач. энергий (сотни кэВ — десятки МэВ) до тепловых. Время задержки линии 0,51 МэВ определяется периодом полураспада радиоактивных ядер и временем замедления позитронов. Последнее зависит от плотности и величины магн. поля в области, где аннигилируют позитроны. Аннигиляция может быть свободной с генерацией двух γ-квантов с энергией каждого 0,51 МэВ или протекать через состояние квазиатома *позитрония*. Вероятность образования позитрония в состоянии со спином 0 составляет 25%, со спином 1—75%. В первом случае позитроний аннигилирует на два γ-кванта с энергией 0,51 МэВ каждый, во втором случае — на три γ-кванта, к-рые формируют непрерывный спектр в области энергии ниже 0,5 МэВ. Относит. вероятность двухфотонной и трёхфотонной аннигиляций определяется плотностью вещества в области генерации излучения. Ширина аннигиляц. линии определяется темп-рой этой области. Т. о., измерив временной ход и энергетич. спектр аннигиляц. квантов, можно определить характеристики области замедления и аннигиляции позитронов.

γ-Спектрометрия солнечных вспышек позволяет определить изотопный и элементный состав не только той области солнечной атмосферы, где протекают ядерные реакции, но и состав потоков ускоренных частиц. Ширина ядерной γ-линии определяется кинематикой реакции, в к-рой данная линия генерируется. При возбуждении ядер солнечной атмосферы протонами и α-частицами линии уширяются от 1 до 2%. Однако когда линия генерируется при взаимодействии ускоренного ядра с водородом и гелием солнечной атмосферы, уширение достигает 25%. На рис. 8 приведён расчётный энергетич. спектр мгновенных γ-линий. В верх. части рисунка дан полный спектр (*а*), в нижней — только уширенный спектр γ-излучения ускоренных ядер (*б*). Полный спектр содержит разл. узкие линии, наиб. интенсивными из к-рых являются линии ^{16}O, ^{12}C, ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{56}Fe и ^{7}Be. В уширенном спектре выделяются только две особенности между 4 и 5 МэВ (в осн. от ^{12}C) и между 1 и 2 МэВ (от ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{28}Si и ^{56}Fe). Вклад уширенного компонента в общий спектр небольшой. Однако во вспышках с обогащением ускоренных частиц тяжёлыми элементами вклад уширенного компонента оказывается существенным. На рис. 9 приведён пример измеренного в космич. эксперименте спек-

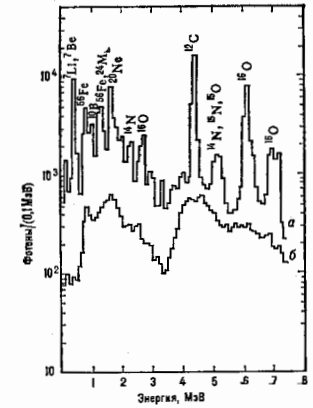


Рис. 8. Расчётный спектр мгновенных γ-линий: *а* — полный, *б* — уширенный. Ширина энергетического окна принята равной 100 кэВ, что соответствует экспериментальному значению для аппаратуры, используемой в космических экспериментах. По вертикальной оси — число фотонов в интервале энергий 0,1 МэВ.

тра γ-излучения от вспышки 27 апр. 1981, а также расчётный спектр. При этом предполагалось, что состав ускоренных ядер и вещества в области генерации γ-линий такой же, как и в фотосфере. Видно, что в измеренном спектре чётко выделяются предсказанные теорией наиб. интенсивные линии. В то же время в наблюдаемом спектре имеется обогащение линиями тяжёлых элементов ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{28}Si и ^{56}Fe (область 0,8—2 МэВ) по сравнению с линиями CNO (4—8 МэВ). Отсюда следует, что состав ускоренных ядер в области генерации γ-линий отличается от фотосферного, и, т. о., существует значит. отличие состава в разл. областях солнечной атмосферы.

Рис. 9. Экспериментальный и расчётный (пунктир) спектры для вспышки 27 апреля 1981: 1) 0,43 (^{7}Be); 2) 0,28 (^{7}Li); 3) 0,85 (^{54}Fe); 4) 1,24 (^{24}Fe); 5) 1,37 (^{25}Mg); 6) 1,63 (^{20}Ne); 7) 1,78 (^{28}Si); 8) 2,31 (^{14}N); 9) 4,4 (^{14}C); 10) 6,13 (^{16}O). Энергии линий даны в МэВ.

Совместный анализ эксперим. данных по солнечному рентг. и γ-излучению, а также по потокам частиц в межпланетном пространстве позволяет сделать следующие выводы. В импульсных вспышках наиб. вероятный источник ускоренных частиц — плотная область с большим магн. полем B (10^{11} см$^{-3} \leqslant N \leqslant 10^{13}$ см$^{-3}$, $B \geqslant 300$ Гс, N — концентрация частиц). Нерелятивистские и релятивистские электроны, протоны и ядра ускоряются в импульсной фазе солнечной вспышки. Ускорение электронов (до релятивистских энергий), протонов и ядер (по крайней мере, до неск. десятков МэВ) происходит одновременно и быстро (в пределах времени разрешения эксперим. аппаратуры, ~1 с). Пока нет обоснованной модели одновременного и столь быстрого ускорения электронов и протонов. Не исключена возможность ещё более быстрого (<1 с) ускорения протонов до десятков и сотен МэВ. Солнечные вспышки, от к-рых удалось зарегистрировать высокоэнергичные нейтроны (вплоть до 10^9 МэВ) и γ-кванты (до 150 МэВ), имеют тенденцию локализоваться у лимба. Это явление (лимбовое уярчение) легко объяснить на примере нейтронов. Согласно теории, высокоэнергичные нейтроны движутся в осн. в направлении движения генерирующих их протонов. Поэтому нейтроны, зарегистрированные вблизи Земли, должны быть образованы теми протонами, к-рые в атмосфере С. двигались в сторону Земли. Для вспышек вблизи лимба путь и толща вещества, проходимые в атмосфере С. протонами (движущимися в направлении Земли), наибольшие. Следовательно, кол-во нейтронов (пропорциональное толще вещества, пройденной протонами), зарегистрированное вблизи Земли для лимбовых вспышек, будет больше, чем для вспышек на диске С. Т. о., при данной чувствительности аппаратуры вероятность регистрации нейтронов будет тем больше, чем ближе область вспышки к лимбу.

Лит.: Кочаров Г. Е., Новые данные о генерации ядерных частиц и излучений во время солнечных вспышек, «УФН», 1982, т. 137, с. 532; его же, Солнечные γ-кванты и нейтроны, «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1983, т. 47, № 9, с. 1716; Kocharov L. G., Kovaltsov G. A., Generation of high energy neutral radiation in flare loops, «Solar Phys.», 1990, т. 125, p. 67.
Г. Е. Кочаров.

СООБЩЕ́НИЕ — совокупность знаков (символов), несущая *информацию*. Процесс создания С. может быть рассмотрен на примере следующей модели (рис.).

Нек-рый объект принимает состояния k из множества K и в данный момент находится в одном из них ($k \in K$). Множество K может быть конечным яли бесконечным, дискретным или непрерывным (непрерывной характеристикой объекта является, напр., темп-ра тела, дискретной — состояние *триггера*). Устройство, называемое к о д е р о м о б ъ е к т а, позволяет поставить в соответствие данному состоянию k С. m из множества С. M, т. е. происходит отображение $K \to M$. Совокупность объекта и его кодера наз. источником С. Отдельное С. $m \in M$ представляет собой слово, записанное в нек-ром алфавите. Если длина слова конечна и ограничено число букв в алфавите, то множество С. в рамках подобной модели дискретно и конечно, что соответствует реальным системам сбора и обработки информации. Если состояние объекта характеризуется непрерывными значениями величины и, т. о., множество K — интервал, а множество M — дискретно и конечно, кодирование осуществляется специфич. процедурой аналого-цифрового преобразования (см. также *Сигнал*, *Кодирование информации*, *Теория информации*).
А. Н. Ефимов.

СООТВЕ́ТСТВЕННЫЕ СОСТОЯ́НИЯ — состояния вещества, имеющие одинаковые приведённые значения термодинамич. величин (темп-ры, давления, объёма и т. п.). Напр., при описании *критической точки* жид-

кость — пар вводят приведённые темп-ру $T' = T/T_c$, давление $P' = P/P_c$ и объём $V' = V/V_c$, где T_c, P_c, V_c — значения соответствующих величин в критич. точке. *Уравнения состояния* разл. веществ, записанные через приведённые термодинамич. величины, совпадают. Это утверждение наз. з а к о н о м С. с. Напр., используемое при описании фазового перехода жидкость — пар ур-ние Ван-дер-Ваальса в приведённых переменных приобретает универсальный вид, не содержащий характеристик конкретного вещества:

$$(P'+3/V'^2)(3V'-1)=8T'.$$

Т. о., равенство приведённых значений двух величин (напр., темп-ры и объёма) для двух веществ приводит к равенству для них и третьей величины (давления). Закон С. с. является общим утверждением, не связанным с конкретным видом ур-ния состояния.

Обобщение понятия С. с. обусловлено изоморфностью критич. явлений в разл. физ. системах (см. табл. в ст. *Критические явления*). Флуктуац. теория *фазовых переходов* 2-го рода в таких системах, основанная на представлении о *масштабной инвариантности*, позволяет сформулировать закон С. с. в иной форме: всякая безразмерная (по отношению к масштабным преобразованиям) комбинация термодинамич. величин, характеризующих фазовый переход, зависит от одного безразмерного параметра $x = h/\tau^{\beta+\gamma}$, где $\tau = T/T_c - 1$, h — обобщённое поле, сопряжённое *параметру порядка*, γ, β — *критические показатели* восприимчивости и параметра порядка (см. также *Приведённое уравнение состояния*).

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; С т е н л и Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973; П а т а ш и н с к и й А. З., П о к р о в с к и й В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982. *М. В. Фейгельман.*

СООТВЕ́ТСТВИЯ ПРИ́НЦИП — постулат квантовой механики, требующий совпадения её физ. следствий в предельном случае больших квантовых чисел с результатами классич. теории. Квантовые эффекты существенны лишь при рассмотрении микрообъектов, когда величины размерности действия сравнимы с постоянной Планка $\hbar$. Если квантовые числа, характеризующие состояние физ. системы (напр., орбитальное квантовое число l), велики, то система с высокой точностью подчиняется классич. законам. С формальной точки зрения, С. п. означает, что в пределе $\hbar \to 0$ квантовомеханич. описание физ. объектов должно быть эквивалентно классическому.

Часто под С. п. понимают следующее более общее положение. Любая новая теория, претендующая на более глубокое описание физ. реальности и на более широкую область применимости, чем старая, должна включать последнюю как предельный случай. Напр., релятивистская механика (см. *Относительности теория*) в пределе малых скоростей v ($v \ll c$) переходит в классическую. Формально переход осуществляется при $c \to \infty$.

Когда осн. положения теории уже сформулированы, С. п. представляет в осн. иллюстративный интерес и подчёркивает преемственность теоретич. построений. В ряде случаев С. п. помогает развить приближённые методы решения задач. Так, если в данной конкретной физ. проблеме $\hbar$ можно считать малой величиной, то это равносильно т. н. *квазиклассическому приближению* квантовой механики. При этом нерелятивистское волновое *Шрёдингера уравнение* в пределе $\hbar \to 0$ приводит к классич. ур-нию Гамильтона — Якоби. Однако в период возникновения новой теоретич. дисциплины, когда её принципы во многом ещё неясны, С. п. имеют самостоят. эвристич. значение.

С. п. был выдвинут Н. Бором (N. Bohr) в нач. 1920-х гг. в связи с проблемой спектров испускания и поглощения атомов. В созданной позже последовательной *квантовой механике* особенности атомных спектров были объявлены на более глубокой основе, однако существ. черты её матем. аппарата определялись С. п. Напр., из С. п. следует, что коммутац. соотношения для разл. величин квантовой теории даются классическими *Пуассона скобками*, что *гамильтониан* физ. системы выражается через обобщённые координаты и импульсы так же, как и в классич. механике, и т. п. Значение С. п. далеко выходит за рамки квантовой механики. Им широко пользуются в квантовой теории поля, теории элементарных частиц, и без сомнения, он войдёт составной частью в любую новую квантовую теорию.

Лит.: В о р Н., Три статьи о спектрах и строении атомов, пер. с нем., М.—П., 1923. См. также лит. при ст. *Квантовая механика*.

О. И. Завьялов.

СООТНОШЕ́НИЕ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ — см. *Неопределённостей соотношения*.

СО́ПЛО — канал (труба) переменного по длине поперечного сечения, предназначенный для разгона жидкостей или газов до заданной скорости и придания потоку заданного направления. Служит также устройством для получения газовых и жидкостных *струй*. Поперечное сечение С. может быть прямоугольным (плоские С.), круглым (осесимметричные С.), иметь форму кольца (кольцевые С., С. с центр. телом) или произвольную форму, в т. ч. форму эллипса или многоугольника (пространственные С.).

С. широко используются в технике: в паровых, водяных и газовых турбинах, в ракетных и воздушно-реактивных двигателях, в *газодинамических лазерах*, в магнитогидродинамич. установках, в *аэродинамических трубах* и на газодинамич. стендах, при создании молекулярных пучков, в хим. технологии, в струйных аппаратах, в процессах дутья и др.

В С. происходит непрерывное увеличение скорости v жидкости или газа в направлении течения — от начального (обычно малого) значения v_0 во входном сечении С. до наиб. скорости v_e на выходе С. При движении по С. внутр. энергия рабочего тела преобразуется в кинетич. энергию вытекающей струи, сила реакции к-рой, направленная противоположно скорости истечения, наз. тягой. В силу закона сохранения энергии одновременно с ростом скорости в С. происходит непрерывное падение давления и темп-ры от их нач. значений p_0, T_0 во входном сечении С. до наим. значений p_e, T_e в выходном. Т. о., для реализации течения в С. необходим нек-рый перепад давления, т. е. выполнение условия $p_0 > p_e$.

Если считать движение жидкости или газа по С. изоэнтропийным (см. *Изоэнтропийный процесс*) и стационарным и рассматривать средние по поперечному сечению S значения давления p, скорости v, плотности ρ и скорости звука c (одномерное приближение), то из Эйлера ур-ния

$$vdv/dx = -\rho^{-1}dp/dx \qquad (1)$$

(x — координата вдоль сопла), *неразрывности уравнения* $\rho vS = \text{const}$ и выражения скорости звука $c^2 = dp/d\rho$ получаем ур-ние

$$(v^2-c^2)dv/v = c^2 dS/S. \qquad (2)$$

Из него видно, что при $v < c$ (дозвуковое течение по С.) знак dv противоположен знаку dS, т. е. для того, чтобы скорость течения по С. росла ($dv > 0$), площадь сечения с ростом x должна уменьшаться ($dS < 0$), а при $v > c$ (сверхзвуковое течение по С.) знаки dv и dS одинаковы, т. е. для получения роста скорости ($dv > 0$) необходимо увеличивать и площадь S вдоль С. ($dS > 0$). Физически это связано с тем, что при сверхзвуковой скорости течения газов из-за влияния сжимаемости плотность газа падает быстрее, чем растёт скорость вдоль С., и в силу ур-ния неразрывности для компенсации быстрого падения плотности необходимо увеличивать площадь S. Если $v = c$, то $dS = 0$ и ф-ция $S(x)$ прини-

мает экстремальное (минимальное) значение. Т. о., дозвуковое С. имеет сужающуюся форму (рис. 1).

Наиб. скорость, к-рую можно получить в сужающемся С., равна скорости звука и достигается в его выходном (наиб. узком) сечении. Сверхзвуковое С., называемое также соплом Лаваля по имени его изобретателя — швед. инженера К. Г. П. де Лаваля (K. G. P. de Laval), имеет вначале сужающуюся, а затем расширяющуюся форму (рис. 2). Давление p_c в выходном

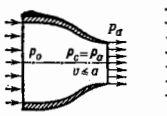


Рис. 1. Схема дозвукового сопла.

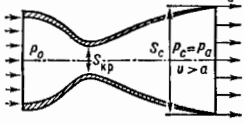


Рис. 2. Схема сверхзвукового сопла.

сечении дозвукового С. всегда равно давлению p_a в окружающей среде, куда происходит истечение из С. ($p_c = p_a$). При возрастании p_0 и неизменном p_a скорость v_c в выходном сечении дозвукового С. сначала увеличивается, а после того как p_0 достигнет нек-рой определ. величины, v_c становится постоянной и при дальнейшем увеличении p_0 не изменяется. Такое явление наз. кризисом течения в С. После наступления кризиса ср. скорость истечения из дозвукового С. равна местной скорости звука ($v = c$) и наз. критической скоростью. В этом случае все параметры газа в выходном сечении С. также наз. критическими, а С. паз. звуковым.

В сверхзвуковом С. критическим наз. его наиб. узкое сечение. Кривая линия, на к-рой реализуется переход от дозвуковой к сверхзвуковой скорости течения (линия $v = c$), расположена в области мин. сечения С., поэтому ср. скорость в критич. сечении всегда близка к скорости звука. Относит. скорость $v_c/c = M_c$ и давление p_c/p_0 в выходном сечении сверхзвукового С. зависят только от отношения площади выходного сечения S_c к площади критич. сечения и не зависят в широких пределах от изменения относит. давления p_0/p_a. Давление в выходном сечении сверхзвукового С. может быть равно давлению в окружающей среде ($p_c = p_a$); такой режим течения в С. наз. расчётным, в противном случае — нерасчётным. Нерасчётные режимы характеризуются образованием волн разрежения вне С. в случае $p_c > p_a$ или *ударных волн* вне или внутри С. в случае $p_c < p_a$. Когда поток проходит через систему волн разрежения или ударных волн, давление становится равным p_a.

В более общем случае неизоэнтропийного и неадиабатич. течения в С. ур-ние типа (2) включает члены, учитывающие трение, подвод или отвод теплоты, массы и механич. работы к рабочему телу. С учётом этих воздействий переход скорости течения через скорость звука может происходить не только в геометрическом — сначала сужающемся, а затем расширяющемся С., но и при изменении знака воздействия на поток в канале пост. сечения. Так, дозвуковой поток в таком канале ускоряется при подводе теплоты (тепловое С.), массы (расходное С.), совершении газом механич. работы (механическое С.), а сверхзвуковой — при изменении знака этих воздействий на обратный. Под влиянием одностороннего воздействия величину скорости газового потока можно довести только до критической (до скорости звука), но нельзя перевести через неё.

Изменение скорости вдоль геом. С. определяется законом изменения площади $S(x)$ по длине С. Контур С., т. е. вид ф-ции $S(x)$ в одномерном приближении, определить нельзя. Поэтому развита теория двумерных (плоских и осесимметричных) и трёхмерных (пространственных) течений в С., основанная на решении (гл. обр. численными методами с использованием ЭВМ) осн. дифференц. ур-ний газовой динамики с соответствующими граничными и нач. условиями. В теории С. решаются две задачи: прямая — определение течения в С., контур к-рого задан, обратная — определение контура С., обладающего к.-л. заданными свойствами. Напр., в аэродинамич. трубе С. должно обеспечить создание на выходе, т. е. в рабочей части аэродинамич. трубы, однородного (по величине и направлению) потока с заданной скоростью (или *Маха числом* $M_c = v_c/c$), а контур С. ракетных и воздушно-реактивных двигателей определяют так, чтобы получить макс. импульс потока на выходе С. (макс. тягу) при заданных ограничениях массы и габаритов С. Чтобы удовлетворить поставленным требованиям в широком диапазоне изменения условий течения (напр., изменения числа Маха С. аэродинамич. труб, скорости и высоты полёта летат. аппарата с ракетным или воздушно-реактивным двигателем), применяют регулируемые С. В сверхзвуковых С. аэродинамич. труб и дозвуковых С. двигателей применяют механич. регулирование площади критич. сечения С. $S_{кр}$, что позволяет путём изменения отношения $S_{кр}/S_c$ изменять число Маха и давление на выходе С., а в сверхзвуковых С. двигателей с той же целью кроме регулирования $S_{кр}$ используют выдвижные (телескопические), раскрываемые и разворачивающиеся насадки, дискретным образом изменяющие S_c.

Теория С. рассматривает течение реального рабочего тела в С.и учитывает трение, теплообмен рабочего тела со стенками С., наличие в газовом потоке жидких и твёрдых частиц (см. *Двухфазное течение*), неравновесных хим. реакций и физ. процессов возбуждения внутр. степеней свободы молекул, переноса лучистой энергии, воздействия эл.-магн. полей и др. Все эти процессы, связанные с отличием рабочего тела от идеального газа, приводят к возникновению разл. вида потерь в С., уменьшающих тягу двигателей или кпд турбин. Развитие теории С. дало ответ на многие принципиальные вопросы изучения движения жидкостей и газов. Наряду с теорией С. разработаны сложные эксперим. методы исследования течения в С., потребовавшие создания спец. гидродинамич. установок и газодинамич. стендов, а также системы измерения сил и параметров течения.

Лит.: Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 5 изд., ч. 1—2, М., 1991; Стернин Л. Е., Основы газодинамики двухфазных течений в соплах, М., 1974; Пирумов У. Г., Росляков Г. С., Течения газа в соплах, М., 1978.

С. Л. Вишневецкий.

СОПРОТИВЛЕ́НИЕ ИЗЛУЧЕ́НИЯ — активное сопротивление *антенны* или любого др. излучателя, потери мощности в к-ром эквивалентны её уносу волнами в окружающее пространство, т. е. излучению. Обычно С. и. вводят как составляющую входного сопротивления антенны $Z_{вх}$ при подключении последней к линии передачи с *волновым сопротивлением* $Z_в$. Для простейшей эквивалентной схемы последовательно соединённых сопротивлений $Z_{вх} = R_т + R_п + iX_т$, где $R_т$ — С. и., $R_п$ — сопротивление омических потерь, $X_т$ — реактивное сопротивление, обусловленное полями в реактивных элементах антенны (ёмкостях и индуктивностях), а также в полях стоячих волн, сосредоточенных в её окрестности (иногда эту часть реактивного сопротивления называют реактансом излучения). Идеальное согласование идеального излучателя ($R_п = 0$) с идеальной линией ($\mathrm{Im} Z_в = 0$) достигается при выполнении условий $X_т = 0$, $R_т = R_в$.

М. А. Миллер.

СОПРОТИВЛЕ́НИЕ МАГНИ́ТНОЕ — см. *Магнитное сопротивление.*

СОПРОТИВЛЕ́НИЕ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ — см. *Электрическое сопротивление.*

СОПРЯЖЁННЫЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЯ в голографии — изображения, сформированные волнами с комплексно-сопряжёнными амплитудами. Одновременно два С. и. возникают при восстановлении двумерных *голограмм*. Явление обусловлено неоднозначностью восстановления объектного волнового поля по записи картины интерференции между объектным и опорным излучением на двумерном носителе (см. *Голография*).

Распределение интенсивности в интерференц. картине, регистрируемой на голограмме, может быть записано следующим образом:

$$I(x,y)=|A_1(x,y)|^2+|A_2(x,y)|^2+A_2^*(x,y)A_1(x,y)+$$
$$+A_2(x,y)A_1^*(x,y), \qquad (1)$$

где $A_1(x, y)$ — амплитуда волны, распространяющейся от объекта; $A_2(x, y)$ — амплитуда опорной волны. Значок* обозначает комплексное сопряжение. Если после фотохим. обработки фотоматериала коэф. амплитудного пропускания голограммы пропорционален экспозиции, то при освещении голограммы волной с амплитудой A_2 поле за голограммой может быть записано следующим образом:

$$A(x,y)=K[A_2(x,y)|A_1(x,y)|^2+A_2(x,y)|A_2(x,y)|^2+$$
$$+|A_2(x,y)|^2A_1(x,y)+A_2(x,y)A_1^*(x,y)]. \qquad (2)$$

Здесь K — коэф. пропорциональности. Пусть при записи и восстановлении изображения используется плоская опорная волна, тогда $|A_2(x, y)|^2$ — пост. величина и третье слагаемое в (2) описывает компоненту поля, амплитуда к-рой пропорциональна амплитуде волны $A_1(x, y)$, распространяющейся от объекта при записи голограммы. Эта компонента формирует мнимое изображение объекта. Последнее слагаемое в (2) пропорционально комплексно-сопряжённой амплитуде исходной объектной волны, формирующей сопряжённое действит. изображение. При записи голограмм по схеме Габора оба С. и. и фон, определяемый первыми двумя слагаемыми в (2), находятся на одной оси, что затрудняет наблюдение восстановленных изображений. Этот недостаток отсутствует у голограмм, зарегистрированных по схеме Лейта, где С. и. и фон разнесены в пространстве таким образом, что могут наблюдаться раздельно.

При записи картины интерференции между объектным и референтным излучением в объёме регистрирующей среды формируются трёхмерные голограммы. Эти голограммы при соответствующем выборе толщины слоя восстанавливают одно изображение. Для восстановления такими голограммами С. и. используют восстанавливающую волну, сопряжённую опорной. В случае плоской опорной волны требования сопряжённости обеспечиваются антипараллельностью распространения восстанавливающей волны. В случае расходящейся опорной волны в качестве восстанавливающей служит волна, сходящаяся к источнику опорной волны. Наряду с методами формирования сопряжённых волн и изображений с помощью стационарных голограмм существуют методы, основанные на использовании динамич. голографии.

Лит.: Гудмен Дж., Введение в Фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970; Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982.

А. Д. Гальперн.

СОПРЯЖЁННЫЕ ТО́ЧКИ в оптике — две точки, к-рые по отношению к оптич. системе являются одна — объектом, вторая — его изображением; при этом вследствие обратимости световых лучей объект и изображение могут взаимно меняться местами. Понятие С. т. вполне строго применимо только к идеальным безаберрац. оптич. системам (см. *Геометрическая оптика*), для к-рых каждой точке пространства предметов соответствует одна и только одна точка пространства изображений.

СОПУ́ТСТВУЮЩАЯ СИСТЕ́МА ОТСЧЁТА — *система отсчёта*, связанная с рассматриваемой системой тел (сплошной средой); пространственные координаты этой системы тел (частиц сплошной среды) в С. с. о. не изменяются при их движении, т. е. тела покоятся относительно С. с. о. Показания часов каждого тела С. с. о. (часов, движущихся вместе с телом) наз. истинным, или *собственным временем* этого тела. Темп течения собств. времени на разных телах С. с. о. может быть разным. Напр., если тела двигаются в неоднородном гравитац. поле, то периоды маятниковых часов тел, расположенных в точках с разными ускорениями силы тяжести, будут разными. Для измерения расстояний в С. с. о., как и в любой др. системе отсчёта, надо ввести эталон расстояния. Обычно эталон определяют, используя постулат теории относительности о постоянстве скорости света во всех системах отсчёта. Эталон расстояния можно определить как расстояние, проходимое светом в единицу собств. времени данного тела. Из-за зависимости собств. времён от скоростей тел (относительно инерциальной системы отсчёта) и их взаимодействий эталоны расстояний на этих телах могут быть различны. В случае, когда С. с. о. связана с движением одного тела, её называют также *собственной системой отсчёта*.

И. К. Розгачёва.

СО́РБЦИЯ (от лат. sorbeo — поглощаю) — поглощение твёрдым телом или жидкостью (сорбентом) жидкости или газа (сорбата) из окружающей среды. Поглощение вещества из газовой фазы всем объёмом жидкого сорбента наз. абсорбцией, всем объёмом твёрдого тела — окклюзией. Поглощение вещества поверхностью сорбента наз. *адсорбцией*. Извлечение жидкостью к.-л. компонента из др. жидкости наз. экстракцией. При С. паров пористыми телами происходит *капиллярная конденсация*. Обычно одновременно протекает неск. сорбционных процессов.

СОРЕ́ ПЛАСТИ́НКА — то же, что *зонная пластинка*.

СОРЕ́ ЭФФЕ́КТ — *термодиффузия* в растворах. Назв. в честь Ш. Соре (Ch. Soret), впервые исследовавшего термодиффузию (1879).

СОСТАВНО́Е ЯДРО́ (компаунд-ядро) — ядерная система, образующаяся в ходе *ядерных реакций* в результате слияния налетающей частицы с ядром-мишенью. С. я. неустойчиво и через нек-рое время распадается на конечные продукты реакции. Энергия, внесённая частицей, распределяется между всеми степенями свободы С. я. подобно тому, как это происходит при нагреве тел. Вследствие статистич. флуктуаций одна или неск. ядерных частиц могут приобрести энергию, превышающую её ср. значение и позволяющую им покинуть «нагретое» ядро. Этот процесс, аналогичный испарению жидкости, приводит к распаду С. я. Ср. время жизни С. я. (10^{-22}—10^{-21} с) во много раз больше времени пролёта быстрой частицы через область пространства, занимаемую ядром. Существование С. я. проявляется в резонансной энергетич. зависимости вероятности реакции — при определ. энергиях налетающей частицы наблюдаются резкие максимумы сечений реакции, соответствующие состояниям С. я. Представление о С. я. впервые высказано Н. Бором (N. Bohr) в 1936; идея об аналогии между С. я. и нагретой жидкостью принадлежит Я. И. Френкелю; основанная на ней термодинамич. теория С. я. была впервые развита в 1936—37 Х. Бете (H. Bethe), В. Вайскопфом (V. Weisskopf) и Л. Д. Ландау.

Лит. см. при ст. *Ядерные реакции, Ядро атомное*.

И. С. Шапиро.

СОСТА́ВНЫЕ МОДЕ́ЛИ лептонов и кварков — модели, в к-рых лептоны и кварки рассматриваются как связанные состояния нек-рых гипотетич. элементарных частиц — *преонов*. Известны три

поколения лептонов и кварков (см. *Поколения фермионов*). С учётом цвета кварков и спиральностей это составляет 45 двухкомпонентных вейлевских состояний (см. *Вейля уравнение*). Столь большое число кварков и лептонов наводит на мысль об их возможном составном характере. Существует много конкретных С. м., однако ни одна из них не обладает явным преимуществом перед другими. Одной из первых С. м. является модель Пати и Салама [1]. Заметную популярность получила модель Харари и Шупе [2], к-рая содержит мин. число преонов, однако в ней игнорируются мн. динамич. вопросы. Общие проблемы, характерные практически для всех С. м., следующие.

Экспериментально установлено, что эфф. размер лептонов и кварков не превышает $\sim 10^{-16}$ см. Если кварки и лептоны состоят из преонов, то радиус соответствующих состояний должен быть мал, $r_0 < 10^{-16}$ см. Наиб. естеств. гипотеза заключается в том, что эти связанные состояния образуются за счёт механизма конфаймента (пленения) нек-рого «метацвета», подобно тому, как обычные адроны представляют собой бесцветные связанные состояния цветных кварков и глюонов (см. *Удержание цвета*). Такое объяснение порождает, однако, следующую проблему. При $r_0 < 10^{-16}$ см естеств. масштабом массы таких состояний является величина $m \sim \hbar/cr_0 \geqslant 100$ ГэВ. Между тем кварки и лептоны имеют значительно меньшую массу.

Ситуация обостряется ещё больше в моделях, в к-рых не запрещены переходы между фермионами разных поколений за счёт простого перераспределения в них преонов, и особенно в моделях, где благодаря такому же механизму возможны переходы кварк$\rightleftarrows$лептон. В этих моделях радиус r_0 должен быть очень мал, и соответственно масса связанных состояний очень велика. Напр., в моделях, в к-рых кварки и лептоны образуются из одних и тех же преонов, для того чтобы избежать быстрого распада протона, r_0 должен по порядку величины совпадать со шкалой т. н. *великого объединения*, т. е. естеств. масштаб массы связанных состояний должен быть $\gtrsim 10^{15}$ ГэВ.

Возможный выход из положения состоит в том, что глобальная *киральная симметрия* метацветового сильного взаимодействия не нарушена спонтанно на преонном уровне, в отличие от обычной киральной симметрии, к-рая, как известно, нарушается на кварковом уровне. Тогда связанные состояния преонов с фермионными квантовыми числами остаются безмассовыми, но зато отсутствуют безмассовые псевдоскалярные *голдстоуновские бозоны* — аналог пионов в обычной квантовой хромодинамике.

В работах [3—4] было указано, что если киральная преонная симметрия не нарушена, то должна существовать определённая связь между т. н. *аномалиями* в дивергенциях токов, построенных из преонов, и токов с теми же квантовыми числами, построенных из кварков и лептонов (т. н. согласование аномалий). В работе [4] условие сокращения аномалий на преонном и кварк-лептонном уровнях использовалось в конкретной модели для доказательства существования в ней числа поколений, равного трём. В работе 't Хоофта [3] был продемонстрирован весьма общий характер подобных условий и показано, что они накладывают жёсткие ограничения на конкретный вид составных моделей. В этой же работе сформулировано дополнит. требование к требованию согласования аномалий на преонном и кварк-лептонном уровнях — т. н. условие отщепления. Последнее состоит в том, что если масса к.-н. преона стремится к бесконечности, все связанные состояния, содержащие этот преон, выпадают из спектра, а оставшиеся состояния должны удовлетворять требованию согласования аномалий. Следует отметить, что условие отщепления представляется значительно менее обоснованным по сравнению с осн. условием согласования аномалий.

В качестве примера применения условия согласования аномалий можно привести составную модель, предложенную в работе [5]. В этой модели предполагается, что кварки и лептоны принадлежат одному определ. представлению группы великого объединения, а преоны — её синнорному представлению. Предполагалось также, что составные фермионы являются трёхпреонными композициями. Оказалось, что при этих гипотезах условие согласования аномалий 't Хоофта однозначно приводит к группе SU (8). Эта группа может включать в виде связанных состояний преонов три поколения фермионов с правильными квантовыми числами.

Лит.: 1) Pati J. C., Salam A., Lepton number as the fourth «color», «Phys. Rev.», 1974, v. D 10, p. 275; 2) Harari H., A schematic model of quarks and leptons, «Phys. Lett.», 1979, v. 86 B, p. 83; Shupe M. A., A composite model of leptons and quarks, там же, p. 87; 3) 't Hooft G., Cargese summer institute lectures, 1979; 4) Ансельм А. А., Проблема семейств частиц и составные $SU(5)$ декуплеты, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, с. 150; его же, Проблема поколений частиц и квинтовая структура лептонов и кварков, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 49; 5) Чкареули Дж. Л., Кварк-лептонные семейства от $SU(5)$- к $SU(8)$-симметрии, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 32, с. 684.

А. А. Ансельм.

СОХРАНЕНИЯ ЗАКОНЫ — физ. закономерности, согласно к-рым численные значения нек-рых физ. величин не изменяются со временем в любых процессах или в определ. классе процессов. Полное описанию физ. системы возможно лишь в рамках динамич. законов, к-рые детально определяют изменение состояния системы с течением времени. Однако во мн. случаях динамич. закон для данной системы неизвестен или слишком сложен. В такой ситуации С. з. позволяют сделать нек-рые заключения о характере поведения системы. Важнейшими С. з., справедливыми для любых изолиров. систем, являются законы сохранения энергии, импульса, угл. момента, электрич. заряда. Кроме всеобщих существуют С. з., справедливые лишь для огранич. классов систем и явлений.

Большую роль С. з. играют в квантовой теории, в частности в теории элементарных частиц. С. з. определяют *отбора правила*, согласно к-рым реакции с частицами, к-рые привели бы к нарушению С. з., не могут осуществляться в природе. В дополнение к перечисленным С. з., имеющимся и в физике макроскопич. тел, в теории элементарных частиц возникло много специфич. С. з., позволяющих интерпретировать наблюдаемые на опыте правила отбора. Таков, напр., закон сохранения *барионного числа*, выполняющийся с очень высокой точностью во всех видах фундам. взаимодействий. Существуют и приближённые С. з., выполняющиеся в одних процессах и нарушающиеся в других. Такие С. з. имеют смысл, если можно указать класс процессов, в к-рых они выполняются. Напр., законы сохранения *странности*, *изотопического спина*, пространственной *чётности* строго выполняются в процессах, протекающих за счёт *сильного взаимодействия*, но нарушаются в процессах *слабого взаимодействия*. Эл.-магн. взаимодействие нарушает закон сохранения изотопич. спина. Т. о., исследования элементарных частиц вновь напомнили о необходимости проверять существующие С. з. в каждой области явлений. Так, считавшийся абсолютно строгим закон сохранения барионного числа на основании теоретич. аргументов подвергается сомнению. Проводятся сложные эксперименты, имеющие целью обнаружить возможные слабые нарушения этого закона.

С. з. тесно связаны со свойствами *симметрии* физ. систем. При этом симметрия понимается как инвариантность физ. законов относительно нек-рой группы преобразований входящих в них величин. Наличие симметрии приводит к тому, что для данной системы существует сохраняющаяся физ. величина (см. *Нётер теорема*). Т. о., если известны свойства симметрии системы, можно найти для неё законы сохранения, и наоборот.

Как отмечалось, законы сохранения энергии, импульса, угл. момента обладают всеобщностью. Это

обусловлено тем, что соответствующие симметрии можно рассматривать как симметрии пространства-времени (мира), в к-ром движутся материальные тела. Так, сохранение энергии связано с однородностью времени, т. е. с инвариантностью физ. законов относительно изменения начала отсчёта времени; сохранение импульса и момента связаны соответственно с однородностью пространства (инвариантность относительно пространственных сдвигов) и изотропностью пространства (инвариантность относительно вращений пространства). Поэтому проверка механич. С. з. есть проверка соответствующих фундам. свойств пространства-времени. Долгое время считалось, что кроме перечисленных элементов симметрии пространство-время обладает зеркальной симметрией, т. е. инвариантно относительно *пространственной инверсии*. Тогда должна была бы сохраняться пространственная чётность. Однако в 1957 было экспериментально обнаружено несохранение чётности в слабом взаимодействии, поставившее вопрос о пересмотре взглядов на глубокие свойства геометрии мира.

В связи с развитием теории гравитации (см. *Тяготение*) намечается дальнейший пересмотр взглядов на симметрии пространства-времени и фундаментальные С. з. (в частности, на законы сохранения энергии и пульса).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; Фейнман Р., Характер физических законов, пер. с англ., М., 1968; Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971.

М. В. Меньский.

СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕ́ТРИЯ в астрономии — метод наземных оптич. наблюдений, основанный на анализе тонкой структуры «мгновенных» изображений космич. объектов. С.-и. позволяет получать высокое угл. разрешение при наличии атм. искажений изображения.

В отсутствие атмосферы разрешение идеального (без аберраций) телескопа определяется угл. размером дифракц. кружка, т. е. равно $1{,}22\,\lambda/D$ радиан (где λ — длина волны, D — диаметр объектива); напр., для 6-метрового оптич. телескопа эта величина $\simeq 0{,}02''$. Из-за искажений волнового фронта в атмосфере и инструменте «мгновенное» изображение точки в реальном телескопе распадается на множество дифракц. пятен (с характерным размером λ/D), распределённых в области размером $d \sim 1''$ (спекл-изображение). Вместе с изменением атм. искажений изменяется и структура изображения (характерное время $\approx 0{,}02$ с), поэтому при обычных для астрономии экспозициях она размывается. В результате изображение точки представляет собой пятно размером d, т. е. разрешение телескопа существенно ухудшается. При помощи анализа тонкой структуры серии изображений, зарегистрированных с короткой ($\approx 0{,}02$ с) экспозицией, в методе С.-и. удаётся довести разрешение наземных телескопов до дифракц. предела ценой потери чувствительности.

В 1970 А. Лабейри (A. Labeyrie) показал, что наблюдаемые в «мгновенных» изображениях звёзд дифракц. пятна в принципе тождественны *спеклам*, наблюдаемым при освещении предметов лазером, и возникают за счёт интерференции в фокусе телескопа волн, получивших в атмосфере случайные фазовые задержки. Из-за малости этих задержек спекл-изображения могут наблюдаться не только в монохроматич. свете, но и в достаточно широком диапазоне спектра. Лабейри предложил обрабатывать серии спекл-изображений, вычисляя их ср. спектр мощности или автокорреляц. ф-цию (АКФ) (см. *Случайный процесс*). Пусть, напр., наблюдается *тесная двойная звезда* (рис., *а*; негатив); её спекл-изображение (*б*) состоит из двух идентичных картин, образованных каждым из компонентов. Для отделения характеристик объекта от случайных деталей единичных изображений усредняют АКФ по большому числу изображений (от неск. десятков до миллиона). Усреднённая АКФ (рис., *в*; приведены линии равных значений) будет содержать 3 максимума: самый большой в начале координат и 2 боковых, соответствующих совпадению сдвинутых спеклов яркого компонента со спеклами слабого компонента. Расстояние между главным и боковым максимумами равно расстоянию между компонентами двойной звезды. В спектре мощности (рис., *г*; приведены линии равных значений)

боковым максимумам соответствует система полос. Период полос обратно пропорционален расстоянию между компонентами. По контрасту полос можно определить отношение интенсивностей излучения компонентов.

Осн. ур-ние С.-и. можно получить из следующих соображений. Если $O(\alpha_1, \alpha_2)$ — распределение интенсивности света в объекте наблюдения, $P(\alpha_1, \alpha_2)$ — распределение интенсивности в спекл-изображении точки, то распределение интенсивности в изображении объекта $I(\alpha_1, \alpha_2)$ представляет собой свёртку этих ф-ций (α_1, α_2 и β_1, β_2 — угл. координаты):

$$I(\alpha_1,\alpha_2)=\iint O(\beta_1,\beta_2)P(\alpha_1-\beta_1,\alpha_2-\beta_2)d\beta_1 d\beta_2 \equiv O\odot P.$$

Из определения АКФ

$$C(\beta_1,\beta_2)=\iint I(\alpha_1,\alpha_2)I(\alpha_1-\beta_1,\alpha_2-\beta_2)d\alpha_1 d\alpha_2 \equiv I\otimes I$$

(свёртки $\odot$ и $\otimes$ отличаются знаками переменной интегрирования во 2-м сомножителе, для симметричных ф-ций они совпадают) получаем осн. ур-ние С.-и.:

$$\langle I\otimes I\rangle=(O\otimes O)\odot\langle P\otimes P\rangle,$$

где угл. скобки обозначают усреднение по реализациям случайной ф-ции P (по кадрам). Зная из наблюдений $\langle I\otimes I\rangle$ и определив $\langle P\otimes P\rangle$ по наблюдениям точечного источника (звезды), находим $O\otimes O$ — АКФ объекта, по к-рой можно судить о его тонкой структуре, но нельзя, вообще говоря, восстановить исходное изображение.

В 1970-х гг. была создана теория С.-и., т. е. рассчитаны свойства спекл-изображений, их связь с характеристиками атм. неоднородностей, телескопа и метода регистрации. Было показано, что спекл-интерферометр есть разновидность звёздного *интерферометра Майкельсона*, а спеклы суть хаотич. интерференц. полосы. Чувствительность всех звёздных интерферометров ограничена квантовой природой света. Когда за время экспозиции в одном спекле регистрируется в среднем меньше одного фотона, то спеклов уже не видно, но АКФ всё же удаётся измерить за счёт накопления большого числа (до 10^6) кадров. Необходимость получить приемлемое отношение сигнала к шуму за время наблюдений задаёт предел чувствительности, к-рый сильно зависит как от атм. условий, так и от характера объекта. На крупных телескопах методом С.-и. наблюдают звёзды не слабее $16-18^m$.

Наблюдения методом С.-и. начаты в 1972. Вначале спекл-изображения регистрировали на фотоплёнку, ныне преим. используют телевиз. счётчики фотонов. АКФ вычисляют, как правило, в реальном времени с

помощью электронного цифрового коррелятора. Измерены угл. диаметры неск. десятков звёзд на разных длинах волн, а также угл. размеры нек-рых астероидов, спутников больших планет и др.объектов. Наблюдались мелкие детали солнечной поверхности. Наиб. число результатов получено в области изучения двойных звёзд: выполнено более 8000 измерений с точностью до 0,001″, открыто ок. 300 тесных двойных звёзд, определены орбиты неск. систем и вычислены массы компонентов. Методом С.-и. проводят наблюдения также в ИК-диапазоне спектра на длинах волн до 5 мкм. Так были исследованы околозвёздные пылевые оболочки и диски, открыты холодные компоненты в двойных системах.

С.-и. развивается в неск. направлениях. Разрабатываются способы восстановления истинного изображения, а не АКФ. Предложено неск. методов, в т. ч. метод замкнутых фаз, аналогичный радиоастр. *апертурному синтезу*, и метод тройных корреляц. ф-ций. Чувствительность их хуже, чем в обычной С.-и. Обработка данных требует большого объёма вычислений, что и сдерживает внедрение этих методов, хотя нек-рые астр. приложения уже имеются.

Повышается точность измерений. В частности, предложено измерять смещения спеклов в зависимости от длины волны, чтобы на существующих телескопах получить эфф. разрешение до 0,0001″.

С целью повышения разрешения в оптическом и ИК-диапазонах создаются интерферометры, образованные независимыми телескопами с базами в десятки и сотни метров. Кроме измерения угл. диаметров в нек-рых приборах ставится задача измерения координат источников с точностью до 0,01″.

Ведётся предварит. разработка космич. интерферометров с большими базами, к-рые намного превзойдут наземные интерферометры по чувствительности.

Лит.: Labeyrie A., Stellar interferometry methods, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1978, v. 16, p. 77; Франсон М., Оптика спеклов, пер. с франц., М., 1980; Roddier F., The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy, «Progr. in Optics», 1981, v. 19, p. 283; Токовинин А. А., Звездные интерферометры, М., 1988.

А. А. Токовинин

СПЕКЛЫ (от англ. speckle — пятнышко, крапинка) — пятнистая структура в распределении интенсивности когерентного света, отражённого от шероховатой поверхности, неровности к-рой соизмеримы с длиной волны света λ, или прошедшего через среду со случайными флуктуациями показателя преломления. С. возникают вследствие *интерференции света*, рассеиваемого отд. шероховатостями объекта. Т. к. поверхность предмета освещается когерентным светом, то интерферируют все рассеянные лучи и интерференц. картина имеет не периодическую, а хаотич. структуру. На рис. 1 представлена фотография спекл-структуры, возникающей при рассеянии высокоинтенсивного (лазерного) пучка света, проходящего через матовое стекло.

Можно различить два случая образования С.— в пространстве предметов и в пространстве изображений. В п р о с т р а н с т в е п р е д м е т о в возникают т. н. о б ъ е к т и в н ы е С. Свет от лазера (рис. 2) освещает шероховатую, диффузно рассеивающую поверхность; полная амплитуда световой волны в точке наблюдения является суммой векторов амплитуд волн, рассеянных всеми точками освещённой поверхности. Эти волны имеют случайные фазы, и в результате их сложения получается случайная результирующая амплитуда. При изменении координат точки наблюдения полная амплитуда (и интенсивность) принимает различные, также случайные значения, что и обусловливает появление С. Поперечное смещение точки наблюдения (без изменения расстояния до рассеивающей поверхности) ведёт к быстрому изменению разности хода между интерферирующими волнами и, соответственно, к мелкомасштабным изменениям интенсивности. Продольное смещение точки наблюдения ведёт к относительно медленным изменениям разности хода и, соответственно, к относительно крупномасштабным флуктуациям интенсивности. Др. словами, отдельные С. имеют вытянутую вдоль направления наблюдения сигарообразную форму.

Рис. 1. Фотография объективных спеклов.

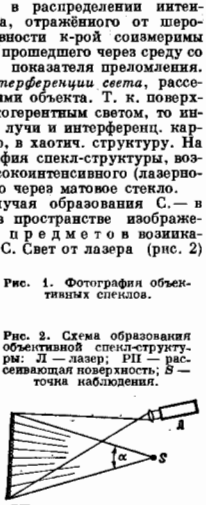


Рис. 2. Схема образования объективной спекл-структуры: Л — лазер; РП — рассеивающая поверхность; S — точка наблюдения.

Средний поперечный диаметр спекла

$$d=1{,}22\lambda/\alpha, \qquad (1)$$

где α — угл. диаметр освещённой когерентным светом шероховатой поверхности. Средний продольный размер спекла

$$l=4\lambda/\alpha^2. \qquad (2)$$

В п р о с т р а н с т в е и з о б р а ж е н и й образуются т. н. с у б ъ е к т и в н ы е С. При наблюдении субъективных С. изображение предмета оказывается промодулированным спекл-структурой. В этом случае ср. размеры С. также описываются ф-лами (1) и (2), где α — угл. размеры линзы, образующей изображение (рис. 3). Субъективные С. обусловлены интерференцией волн, исходящих из всех элементов микроструктуры шероховатости объекта в пределах пятна разрешения оптич. системы, т. е. предполагается, что оптич. система не разрешает микроструктуру поверхности.

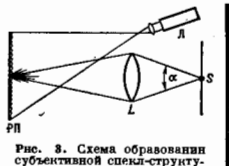


Рис. 3. Схема образования субъективной спекл-структуры (структуры изображения): Л — лазер; РП — рассеивающая поверхность; L — линза; S — точка изображения.

Рис. 4. Гало дифракции с полосами Юнга.

Спекл-структура изображений проявляется как при фотографировании в когерентном свете, так и в голографии. В последнем случае размеры С. также определяются по ф-лам (1) и (2), где α — угл. размеры голограммы.

Спеклы мешают рассматриванию объектов, освещённых когерентным светом, поэтому для их устранения используют разл. методы, сводящиеся либо к существ. уменьшению размеров С., либо к усреднению спекл-структуры во времени при случайном изменении распределения фазы волны, освещающей объект (или голограмму). Но С. имеют и широкое практич. применение в спекл-фотографии и *спекл-интерферометрии* [1—3, 5] для регистрации перемещений и деформаций объектов с диффузной поверхностью, для измерения шероховатостей поверхности, в астрономии

для измерения видимого диаметра звёзд и при изучении двойных звёзд.

Простейший вариант спекл-фотографии сводится к фотографированию объекта на одну и ту же фотопластинку до и после смещении или деформации. При освещении полученной таким способом спекл-фотографии нерасширенным лазерным пучком в дальней зоне наблюдается гало дифракции с полосами Юнга (рис. 4), ориентация и период к-рых определяются направлением и величиной смещения объекта между экспозициями. При изменениях микроструктуры объекта между экспозициями, что может быть обусловлено эрозией или коррозией поверхности, контактными взаимодействиями с др. телами, износом и т. д., идентичность спекл-структур, образованных объектом до и после смещения, нарушается и контраст полос Юнга уменьшается, что используют для изучения указанных явлений.

Кроме фотогр. вариантов спекл-фотографии и спекл-интерферометрии развивают и электронные варианты этих методов, к-рые сводятся к электронной записи и сравнению спекл-структур, записанных до и после изменений, произошедших с объектом, напр. с помощью телевиз. систем [2, 3].

Лит.: 1) Франсон М., Оптика спеклов, пер. с франц., М., 1980; 2) Laser speckle and related phenomena, ed. by J. C. Dainty, 2 ed., B.— Ia. o.], 1984; 3) Джоунс Р., Уайкс К., Голографическая и спекл-интерферометрия, пер. с англ., М., 1986; 4) Вест Ч., Голографическая интерферометрия, пер. с англ., М., 1982; 5) Клименко И. С., Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия, М., 1985; 6) Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; 7) Ostrovsky Yu. I., Shchepinov V. P., Yakovlev V. V., Holographic interferometry in experimental mechanics, B.— Heidelberg — N. Y., 1990.

Ю. И. Островский.

СПЕКТР (от *лат.* spectrum — представление, образ) — совокупность всех значений к.-л. физ. величины, характеризующей систему или процесс. Чаще всего пользуются понятиями частотного *спектра колебаний* (в частности, эл.-магн. и акустич.), С. энергий, импульсов и масс частиц (см. *Спектроскопия*, *Спектрометрия*). С. может быть непрерывным и дискретным.

СПЕКТР ЗВУКА — выражает частотный состав звука и получается в результате *звука анализа*. С. з. представляют обычно на координатной плоскости, где по оси абсцисс отложена частота f, по оси ординат — амплитуда A или интенсивность I гармонической составляющей звука. Чистые тона, звуки с периодич. формой волны, а также звуки, полученные при сложении неск. периодич. волн, обладают линейчатыми спектрами (рис. 1). Акустич. шумы, одиночные импульсы, затухающие звуки имеют сплошной спектр (рис. 2). Частотные компоненты спектра *импульса акустического*

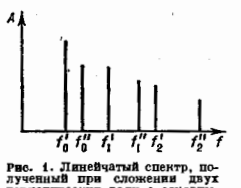


Рис. 1. Линейчатый спектр, полученный при сложении двух периодических волн с основными частотами f_0' и f_0''.

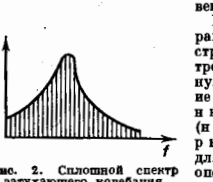


Рис. 2. Сплошной спектр затухающего колебания.

прямоуг. формы с заполнением несущей частотой f_0 сосредоточены в осн. вблизи этой частоты в полосе шириной $1/T$, где T — длительность импульса.

Лит. см. при ст. *Звук*.

СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ — совокупность гармоник. колебаний, на к-рые может быть разложено сложное колебат. движение (см. *Фурье анализ*). Математически такое движение представляется в виде периодической, во негармонич. ф-ции $f(t)$ с частотой ω. Эту ф-цию можно представить в виде ряда гармоник. ф-ций: $f(t) = \sum A_n \cos n\omega t$ с частотами $n\omega$, кратными осн. частоте (где A_n — амплитуды гармоник. ф-ций, t — время, n — номер гармоники). Чем сильнее исходное колебание отличается от гармонического, тем богаче его спектр, тем больше составляющих обертонов (гармоник) содержится в разложении и тем больше их амплитуды. В общем случае С. к. содержит бесконечный ряд гармоник, амплитуды к-рых быстро убывают с увеличением их номера, так что практически приходится принимать во внимание только нек-рое конечное число обертонов. Процессы, не имеющие строгой периодичности, или непериодические могут представляться в виде суммы гармоник. компонентов с некратными частотами или в виде суммы (интеграла) бесконечного числа составляющих со сколь угодно близкими частотами (непрерывный спектр).

СПЕКТР ОПЕРАТОРА — обобщение на бесконечномерный случай понятия множества *собственных значений* матрицы линейного преобразования в конечномерном *векторном пространстве*.

Если M — такая $n \times n$-матрица, то её собств. значения λ_i — это комплексные числа, для к-рых ур-ние $Mx = \lambda x$ имеет ненулевые решения (*собственные векторы* матрицы M). Для существования таких решений необходимо и достаточно, чтобы $\Delta(\lambda) = \det(\lambda I - M) = 0$, где I — единичная $n \times n$-матрица. Множество собств. значений (спектр M) содержит не более n точек, т. к. $\Delta(\lambda)$ — полином степени n и имеет не более n различных корней λ_i. Сама матрица M удовлетворяет ур-нию Гамильтона — Кэли $\Delta(M) = 0$, а по теореме Виета $\Delta(M) = (M - \lambda_1)(M - \lambda_2)\ldots(M - \lambda_n)$ (для простоты принято, что все λ_i различны). Если положить $\Delta_i(M) = (M - \lambda_i)\Delta_i(M)$, то оператор $P_i = \Delta_i(M)/\Delta_i(\lambda_i)$ является проектором на собств. подпространство, принадлежащее λ_i: для любого вектора x вектор $P_i(x)$ — собственный и принадлежит λ_i; $P_i^2 = P_i$, $\sum_i P_i = 1$.

При этом матрица M имеет спектральное разложение [1]:

$$M = \sum_i \lambda_i P_i. \qquad (*)$$

Для эрмитовых M проекторы также эрмитовы, λ_i вещественны, а собств. подпространства ортогональны друг другу. При $\lambda \neq \lambda_i$ матрица $\lambda I - M$ имеет обратную. Вообще, в конечномерном случае есть две возможности: либо (I) λ — регулярная точка и резольвента $(\lambda I - M)^{-1}$ существует как оператор на всём векторном пространстве, либо (II) λ — точка спектра и резольвента не существует.

В бесконечномерном случае речь идёт об операторах A, действующих в нормированном линейном пространстве (банаховом пространстве) $\mathscr{B}$, и появляется третья возможность: (III) ур-ние $Ax = \lambda x$ имеет лишь нулевые решения в $\mathscr{B}$, но резольвента $(\lambda I - M)^{-1}$ не определена на всём $\mathscr{B}$. Объединяя вторую (точечный, или дискретный, спектр) и третью (непрерывный и остаточный спектры) возможности, С. о. называют множество таких λ, для к-рых резольвента не является ограниченным оператором на всём $\mathscr{B}$. При этом λ принадлежит непрерывному спектру, если область значений оператора $\lambda I - A$ плотна в $\mathscr{B}$, и остаточному — в противном случае. У ограниченных самосопряжённых операторов остаточный спектр отсутствует.

В *квантовой механике* наблюдаемым отвечают самосопряжённые операторы, действующие в *гильбертовом пространстве* $\mathscr{H}$. Сведения об их спектре имеют непосредственный физ. смысл. Так, точечный спектр оператора Гамильтона — это уровни энергии связанных состояний, а непрерывному спектру отвечают состояния, фигурирующие в теории рассеяния. В соответствии с идеей П. Дирака [2] в квантовой механике

оперируют с формальными решениями ур-ния $A x = \lambda x$, отвечающими непрерывному спектру; такие решения не принадлежат $\mathscr{H}$. Напр., для системы с одной степенью свободы, координата к-рой может принимать значения на всей оси $\mathbb{R} = (-\infty, +\infty)$, $\mathscr{H}$ в координатном представлении реализуется как пространство $L^2(\mathbb{R})$ квадратично интегрируемых ф-ций $\varphi(q)$ на $\mathbb{R}$. Оператор импульса $p = -i\hbar d/dq$ имеет непрерывный спектр, совпадающий с $\mathbb{R}$. Решениями ур-ния $p\psi_\lambda(q) = \lambda\psi_\lambda(q)$ являются плоские волны $\psi_\lambda(q) = |\lambda\rangle = \exp(i\lambda q/\hbar)$; поскольку в пространстве $L^2(\mathbb{R})$ их норма $\langle\lambda|\lambda\rangle = (2\pi)^{-1}\int \psi_\lambda^*(q)\psi_\lambda(q)dq$ расходится, они не принадлежат $L^2(\mathbb{R})$ и наз. обобщёнными собственными векторами. Комбинация $|\lambda\rangle\langle\lambda|$ является аналогом проектора на обобщённый собств. вектор $|\lambda\rangle$, а спектральное разложение

$$p = \int d\lambda\lambda|\lambda\rangle\langle\lambda|-$$

аналогом разложения (*) для случая непрерывного спектра: для любого вектора $\varphi(q) = |\varphi\rangle$ из $L^2(\mathbb{R})$ имеем:

$$p|\varphi(q)\rangle = \int d\lambda\lambda|\lambda\rangle\langle\lambda|\varphi\rangle =$$
$$= \int d\lambda\lambda\exp(-i\lambda q/\hbar)(2\pi)^{-1}\int dq'\exp(i\lambda q/\hbar)\varphi(q') = -i\hbar d\varphi(q)/dq.$$

Эта конструкция служит только моделью математически строгого определения спектрального разложения операторов с непрерывным спектром ([3], [4]). В большинстве квантовомеханич. задач дискретный и непрерывный участки спектра не пересекаются, а случаи, когда точки дискретного спектра погружены в непрерывный, считаются экзотическими. Простейший пример такой ситуации — осциллирующий и медленно убывающий с расстоянием потенциал (т. н. потенциал Вигнера — фон Неймана).

Лит.: 1) Халмош П., Конечномерные векторные пространства, пер. с англ., М., 1963; 2) Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; 3) Рид М., Саймон Б., Методы современной математической физики, т. 1, Функциональный анализ, пер. с англ., М., 1977; 4) фон Нейман И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964.

В. П. Павлов.

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ АППАРАТУ́РА РЕНТГЕ́НОВСКАЯ — см. *Рентгеновская спектральная аппаратура.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ЛИ́НИЯ — узкий (почти монохроматический) пик в спектре испускания (С. л. испускания) либо провал в спектре пропускания (С. л. поглощения) объекта. С. л. характерны для разл. спектров, однако чаще всего этот термин применяют к квантовым системам. Положение С. л. в спектре обычно определяется длиной волны λ, частотой $\nu = c/\lambda$ либо энергией фотона $h\nu$.

С. л. квантовой системы (атома, ядра, молекулы, кристалла и т. п.), как правило, отвечает переходу между её дискретными уровнями энергии j и k и кроме длины волны характеризуется энергией перехода и квантовыми числами нижнего j и верхнего k уровней, вероятностью излучат. перехода (*Эйнштейна коэффициентом*) A_{kj} либо *силой осциллятора* f_{jk}. С. л., возникающие вследствие оптически разрешённых (электрических дипольных) переходов, наз. разрешёнными. Если электрический дипольный переход между уровнями запрещён *отбора правилами*, С. л. наз. запрещённой.

Распределение интенсивности в С. л. наз. её контуром; его характеризуют ширина спектральной линии и её сдвиг (см. *Контур спектральной линии*). Мин. ширина С. л. наз. естественной или радиационной, она реализуется при квантовых переходах в изолиров. атоме или молекуле (системе неподвижных и невзаимодействующих молекул). *Уширение спектральных линий* возникает вследствие теплового движения частиц (доплеровское уширение) и взаимодействий с окружающими частицами. В нек-рых случаях упругие столкновения с окружающими частицами либо со стенками приводят к сужению С. л. Чрезвычайно узкие ($\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$) С. л. атомных ядер проявляются в спектрах кристаллов в результате *Мёссбауэра эффекта*. Очень узкие С. л. излучения получают в стабилизированных по частоте *квантовых генераторах* микроволнового и оптического диапазонов. Весьма узкие С. л. могут наблюдаться методами нелинейной *лазерной спектроскопии*. Наблюдаемая ширина С. л. часто определяется *аппаратной функцией* спектрального прибора.

В электрич. поле С. л. испытывает сдвиг и расщепление (см. *Штарка эффект*), магн. поле приводит к зеемановскому расщеплению С. л. (см. *Зеемана эффект*). В электрич. поле интенсивной эл.-магн. волны также возникают сдвиг и расщепление С. л.

В таблицах и атласах С. л. чаще всего указывают длины волн, приведённые к условиям наблюдения в вакууме $\lambda_{\text{ваи}}$, а иногда — в воздухе при нормальных условиях $\lambda_{\text{возд}}$ ($\lambda_{\text{возд}} = \lambda_{\text{ваи}}/n$, где n — показатель преломления воздуха для длины волны $\lambda_{\text{ваи}}$). Имеются систематич. таблицы С. л. атомов и ионов, а также атласы С. л. большого числа молекул.

Лит.: Таблицы спектральных линий, 4 изд., М., 1977; Bearden J. A., X-ray wavelengths, «Rev. Mod. Phys.», 1967, v. 39, № 1, p. 78; Bearden J. A., Burr A. F., Revaluation of X-ray atomic energy levels, там же, p. 125; Kelly R. L., Palumbo L. J., Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms. Hydrogen through krypton, Wash., 1973; Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions, Wash., 1980; Striganov A. P., Odintsova G. A., Таблицы спектральных линий атомов и ионов, М., 1982.

Е. А. Юков.

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ПЛО́ТНОСТЬ (спектральная интенсивность) в статистической физике — коэффициенты разложения временных *корреляционных функций* в интеграл Фурье. Для операторов A и B квантовомеханич. системы с *гамильтонианом* H, хим. потенциалом μ и оператором числа частиц N величина С. п.

$$I_{BA}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle B(t)A(t')\rangle \exp\{-i\omega(t-t')\}d(t-t'),$$

где $\langle B(t)A(t')\rangle = \mathrm{Sp}[\rho B(t)A(t')]$ — зависящая лишь от $(t-t')$ равновесная временная корреляц. ф-ция двух операторов в *Гейзенберга представлении* $B(t) = \exp(i\mathscr{H}t/\hbar)B\exp(-i\mathscr{H}t/\hbar)$, $\mathscr{H} = H - \mu N$, $\rho = Z^{-1}\exp\{-(H-\mu N)/kT\}$ — статистич. оператор для *большого канонического распределения Гиббса*, $Z = \mathrm{Sp}\exp\{-\mathscr{H}/kT\}$, Sp обозначает суммирование диагональных матричных элементов оператора. С. п. можно получить из спектральных представлений *Грина функции*, что затем позволяет вычислить временные корреляц. ф-ции. В том случае, когда A и B эрмитово сопряжённые операторы ($B = A^+$), величина $I_{A^+A} \geqslant 0$. Перестановочность операторов под знаком Sp определяет условие Кубо — Мартина — Швингера (R. Kubo, P. C. Martin, J. Schwinger, 1959) для С. п.:

$$I_{AB}(\omega) = I_{BA}(-\omega)\exp(-\hbar\omega/kT).$$

В более явной форме С. п. можно представить в виде суммы по всем собств. состояниям оператора $\mathscr{H}$ (m и n — квантовые числа):

$$I_{BA}(\omega) = 2\pi\sum_{m,n} B_{mn}A_{nm}\exp(-\mathscr{E}_m/kT)\delta(\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n - \hbar\omega).$$

Здесь $\mathscr{E}_m$ и $\mathscr{E}_n$ — собств. значения оператора $\mathscr{H}$; B_{mn} и A_{nm} — матричные элементы операторов A и B по системе собств. ф-ций $\mathscr{H}$, $\delta(\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n - \hbar\omega)$ —

дельта-функция. Для систем, изучаемых в статистич. физике, спектр δ_m практически непрерывен из-за больших размеров системы в *термодинамическом пределе*, поэтому суммированию по m, n соответствует интегрирование по плотности состояний. В силу этого С. п. проявляет σ-образный характер лишь для систем с незатухающими элементарными возбуждениями (напр., для идеального газа квазичастиц).

В случае классич. статистич. механики A и B — соответствующие операторам динамические переменные, а операция Sp переходит в интегрирование по всем координатам и импульсам частиц и суммирование по числу частиц.

С. п. может быть вычислена точно лишь для простейших модельных систем, однако при её приближённом нахождении для сложных систем должны выполняться пек-рые точные интегральные соотношения — т. н. *правила сумм*, к-рые служат критерием правильности выполненных аппроксимаций.

Лит. см. при ст. *Грина функция* в статистической физике.

Д. Н. Зубарев.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ (стационарной) *случайной функции* $\{\xi_t,\ t\in T\}$ — *дисперсия* случайной амплитуды той или иной гармоники, входящей в спектральное (гармонич.) разложение ξ_t. Для более точного определения Є. п. рассмотрим случаи, когда случайная ф-ция представляет собой: а) стационарную случайную последовательность (T — множество целых чисел), б) *стационарный случайный процесс* ($T=R^1$), в) стационарное *случайное поле* ($T=R^\nu,\ \nu>1$). Во всех случаях ф-ция $\{\xi_t,\ t\in T\}$ при довольно общих условиях допускает следующее разложение на гармоники (спектральное представление):

$$\xi_t=\int_\Lambda \exp\{i(t,\lambda)\}\,Z(d\lambda), \qquad (1)$$

где $\Lambda=(-\pi,\pi)\subset R^1$ — для случайной последовательности, $\Lambda=R^1$ — для случайного процесса и $\Lambda=R^\nu$ — для случайного поля; $Z(d\lambda)$ — случайная мера (вообще говоря, комплекснозначная), определённая на подмножествах из Λ, и её значения на непересекающихся множествах не коррелированы:

$$\langle Z(A)\cdot\overline{Z}(B)\rangle=0,\ A,B\subseteq\Lambda;\ A\cap B=0 \qquad (2)$$

[в ф-ле (1) $(t,\lambda)=t\cdot\lambda$ для случаев а и б и $(t,\lambda)=\sum_i t^{(i)}\lambda^{(i)}$ для случая в]. Из представления (1) и соотношения (2) вытекает, что *корреляция* $D(t_1,t_2)$ значений ξ_t в двух точках $t_1,\ t_2\in T$ равна:

$$D(t_1,t_2)\equiv\langle(\xi_{t_1}-\langle\xi_{t_1}\rangle)(\overline{\xi_{t_2}-\langle\xi_{t_2}\rangle})\rangle=$$
$$=\int_\Lambda \exp\{i[\lambda,(t_1-t_2)]\}\,p(\lambda)d\lambda, \qquad (3)$$

где ф-ция $p(\lambda)\geqslant 0$, определяемая соотношением

$$\langle|Z(d\lambda)-\langle Z(d\lambda)\rangle|^2\rangle=p(\lambda)d\lambda+0(d\lambda),$$

наз. С. п. случайной ф-ции ξ_t. Из ф-лы (3) следует, что

$$p(\lambda)=\frac{1}{(2\pi)^\nu}\int_{R^\nu}\exp\{-i(t,\lambda)\}\,D(t,0)\,dt \qquad (4)$$

для случайного процесса ($\nu=1$) или случайного поля ($\nu>1$) и

$$p(\lambda)=\frac{1}{2\pi}\sum_{t=-\infty}^{\infty}\exp\{-it\lambda\}\,D(t,0) \qquad (5)$$

для случайной последовательности.

Заметим, что ф-лы (4) и (5) дают способ непосредств. нахождения С. п. $p(\lambda)$, не использующего разложение (1).

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. *Р. А. Минлос.*

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ оптической величины, характеризующей излучение (напр., потока излучения, силы света), — отношение величины dX, взятой в бесконечно малом спектральном интервале $d\lambda$, содержащем данную длину волны λ, к ширине этого интервала:

$$X_\lambda=dX/d\lambda.$$

С. п. может быть образована не только в шкале длин волн λ, но и в др. спектральных шкалах: частот f — с обозначением X_f, волновых чисел $\nu=X_\nu$, их логарифмов. Зависимость С. п. фотометрич. величины X_λ от длины волны λ называют спектральным распределением фотометрич. величины и обозначают $X_\lambda(\lambda)$. Форма кривой, изображающей спектральное распределение, и положение максимума на ней зависят от выбранной спектральной шкалы. Так, с учётом функциональной связи $\lambda f=c$ (c — скорость света) между С. и. рассматриваемого оптич. излучения (напр., излучения чёрного тела при заданной темп-ре) в шкалах частот X_f и С. п. в шкале длин волн X_λ существует соотношение

$$X_f=\lambda^2c^{-1}X_\lambda.$$

При этом длина волны λ_m, на к-рую приходится максимум ф-ции $X_\lambda(\lambda)$, и частота f_m, на к-рую приходится максимум ф-ции $X_f(f)$, соответствуют разным спектральным компонентам: $\lambda_m f_m\neq c$. Поэтому не имеет смысла судить о максимуме энергии в спектре по кривой спектрального распределения. В отличие от С. п. значение *спектральной чувствительности* $S(\lambda)$ приёмника излучения в выбранной спектральной точке не зависит от выбора спектральной шкалы. Следовательно, совпадение максимумов ф-ций $X_\lambda(\lambda)$ и $S(\lambda)$ не является критерием наилучшего энергетич. согласования излучателя и приёмника. Таким критерием является лишь макс. значение инварианта относительно спектральных шкал:

$$\int_0^\infty X_\lambda(\lambda)S(\lambda)d\lambda=\int_0^\infty X_f(f)S(f)df.$$

Понятия С. п. и спектрального распределения применяются не только в *фотометрии*, но и в радиоэлектронике и акустике для описания спектров источников, сигналов и шумов, в *радиометрии* ионизирующих излучений, в теории *переноса излучения* (астрофизика, теплофизика, физика плазмы) и т. п.

Лит.: Гершун А. А., Избранные труды по фотометрии и светотехнике, М., 1958; Гуревич М. М., Фотометрия. Теория, методы и приборы, 2 изд., Л., 1983; Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977. *А. С. Дойников.*

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПОЛОСА — характеризуется более протяжённым, чем *спектральная линия*, интервалом длин волн (частот). С. п. характерны для колебат. спектров молекул и спектров твёрдых тел. Могут распадаться на отд. вращат. линии. Подробнее см. *Молекулярные спектры*, *Спектры кристаллов*.

СПЕКТРАЛЬНАЯ СВЕТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ монохроматического излучения (устар. иазв.— видность) — отношение *светового потока* монохроматич. излучения на длине волны λ к соответствующему *потоку излучения*. С. с. э. обозначается $K(\lambda)$ и имеет размерность лм/Вт. Макс. С. с. э. для дневного зрения человека $K_m=683$ лм/Вт соответствует монохроматич. излучению с частотой $5{,}4\cdot10^{8}$ МГц ($\lambda\approx555$ нм). Отношение $K(\lambda)/K_m=V(\lambda)$ наз. относительной С. с. э. (относит. видностью) монохроматич. излучения с длиной волны λ. Т. о., $V(\lambda)$ имеет смысл относительной спектральной чувствительно-

сти зрит. системы человека, определяемой как отношение двух потоков излучения соответственно с длинами волн λ_m и λ, вызывающих (в определ. условиях наблюдения) зрит. ощущения одинакового уровня. При этом λ_m выбирается так, чтобы макс. значение $V(\lambda) = 1$. В результате усреднения результатов многочисл. экспериментов Международной комиссией по освещению (МКО) ещё в 1924 принята к международному применению в инструментальных световых измерениях таблица значений ф-ции $V(\lambda)$ для дневного зрения (ГОСТ 8.332—73). Модельный приёмник излучения, характеристика относительной спектральной чувствительности к-рого соответствует стандартизов. ф-ции $V(\lambda)$, наз. стандартным фотометрич. наблюдателем МКО. Т. к. ф-ция $V(\lambda)$ для зрит. системы человека установлена условно, то результаты визуального и инструментального фотометрирования (особенно для цветных излучений) могут различаться. *А. С. Дойников.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ СЕ́РИЯ — группа *спектральных линий* в атомных спектрах, частоты к-рых подчиняются определ. закономерностям. Линии определённой С. с. в спектрах испускания возникают при всех разрешённых квантовых переходах с разл. нач. верх. уровней энергии на один и тот же конечный ниж. уровень (в спектрах поглощения — при обратных переходах). С. с. наиб. чётко проявляются в спектрах атомов и ионов с одним и двумя электронами во внеш. оболочке (в спектрах водорода и водородоподобных атомов, гелия и гелийподобных атомов, атомов щелочных металлов и т. д.).

Спектры атома водорода и ионов с одним электроном состоят из С. с., линии к-рых характеризуют волновые числа:

$$\nu = Z^2 R_M \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_1^2} \right),$$

где n_0 и $n_1 = n_0 + 1$, $n_0 + 2$, ..., ∞ — *главные квантовые числа* нижнего и верхних уровней энергии, между к-рыми происходит соответствующий квантовый переход, Z — спектроскопич. символ (для нейтральных атомов $Z = 1$), $R_M = R/2\pi hc(1 + m/M) = 109737{,}315714/(1 + m/M)$, m и M — массы электрона и ядра атома соответственно, R — *Ридберга постоянная*. Для атома водорода $R_M = 109677{,}583436$ см$^{-1}$. В зависимости от n_0 для водородоподобных систем получаются различные С. с.: при $n_0 = 1$ — серия Лаймана, при $n_0 = 2$ — серия Бальмера, $n_0 = 3$ — серия Пашена, $n_0 = 4$ — серия Брэкета, $n_0 = 5$ — серия Пфунда, при $n_0 = 6$ — серия Хамфри. Линии этих серий имеют обозначения: для серии Лаймана (в порядке возрастания ν) L_α, L_β, L_γ и т. д.; Бальмера — H_α, H_β, H_γ и т. д. Расстояния между линиями С. с. с ростом n_1 уменьшаются, и С. с. сходится к границе серии (КВ-границе, соответствующей $n_1 = \infty$), за пределами к-рой находится непрерывный спектр. Серии Лаймана и Бальмера обособлены, остальные С. с. частично перекрываются. Границы первых трёх С. с. атома водорода — 912, 3648 и 8208 Å.

Атомы щелочных элементов близки по строению к атому водорода, однако они обладают более сложной энергетич. структурой. Для них выделяют в осн. 4 С. с.: n_0s — n_1P — главная серия, n_0p — n_1s — резкая (или первая побочная) серия, n_0p — n_1d — диффузная (или вторая побочная) серия, $(n_0 + 1)d$ — n_1f — фундаментальная (или серия Бергмана); здесь n_0 — гл. квантовое число осн. состояния, s-, p-, d- и f-состояния соответствуют $l = 0, 1, 2, 3$ [эти обозначения дали названия С. с.: s (sharp) — резкая, p (principal) — главная, d (diffuse) — диффузная, f (fundamental) — фундаментальная].

В рентг. спектроскопии С. с. обозначают буквами K, L, M и т. д. в соответствии с уровнем (слоем) ниж. состояния ($n_0 = 1, 2, 3$ и т. д.) по мере его удаления от ядра атома (см. *Рентгеновские спектры*).

Лит.: Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.— Л., 1963. *В. П. Шевелько.*

СПЕКТРА́ЛЬНАЯ ЧУВСТВИ́ТЕЛЬНОСТЬ $S(\lambda)$ *приёмника оптического излучения* — отношение изменения сигнала на выходе приёмника (или фотометра) к потоку или энергии монохроматич. излучения, вызвавшего это изменение. С. ч. есть ф-ция длины волны λ или др. спектральной характеристики оптич. излучения — частоты, волнового числа, энергии фотона. Ф-ция $S(\lambda)$ остаётся неизменной только в пределах линейного диапазона приёмника или фотометра. При эксперим. определении $S(\lambda)$ на вход приёмника подают оптич. излучение в достаточно узком спектральном интервале $d\lambda$, выделяемом к.-л. спектральным прибором.

Понятие С. ч. применяется также к нелинейным приёмникам оптич. излучения и даже к биол. объектам, реакция к-рых на оптич. излучение не описывается количеств. мерой. В фотобиологии С. ч. обычно наз. спектром действия. Для нелинейных приёмников С. ч. $S(\lambda)$ есть отношение реакции $R(\lambda)$ объекта к энергетич. фотометрич. величине [напр., потоку излучения $\Phi(\lambda)$], характеризующей воздействующее на объект квазимонохроматич. оптич. излучение. Возможны два способа определения С. ч.: 1) при пост. значениях $\Phi(\lambda)$ применяемых квазимонохроматич. потоков излучения; 2) при одинаковой реакции приёмника на квазимонохроматич. потоки излучения. Второй способ определения не требует количеств. оценки реакций, поэтому применим и к приёмникам, к-рыми устанавливают только одинаковое воздействие сравниваемых квазимонохроматич. потоков оптич. излучения.

Понятие не зависящей от уровня облучения или реакции относительной С. ч. $S_0(\lambda) = S(\lambda)/S_{\text{макс}}(\lambda)$ применимо к приёмникам, у к-рых реакция $R(\lambda)$ связана с $\Phi(\lambda)$ ф-циями определ. вида: $R(\lambda) = \varphi(\lambda)\Psi[\Phi(\lambda)]$ — по первому способу; $R(\lambda) = F[v(\lambda)\Phi^n(\lambda)]$ — по второму. Здесь $\varphi(\lambda)$ и $v(\lambda)$ — относительные С. ч., Ψ и F — сложные ф-ции. Не всякому аддитивному приёмнику можно приписывать относительную С. ч., однако приёмник может обладать этой характеристикой, не будучи аддитивным. Для линейных приёмников оба способа определения относительной С. ч. эквивалентны.

В фотобиологии понятие «спектр действия» считают тождественным понятию «С. ч.», определённому как при одинаковом заданном уровне реакции приёмника, так и при пост. значениях квазимонохроматич. потоков оптич. излучения. Ясно, что форма кривой спектра действия может существенно зависеть от указанных способов определения и изменяться при варьировании заданного уровня и условий наблюдения реакции. Спектр действия оптич. излучения на зрит. систему человека наз. *спектральной световой эффективностью* монохроматич. излучения.

Существующие измерит. модели оптич. излучения в фотобиол. процессах построены по принципу одного или неск. линейных спектрально аддитивных приёмников излучения. К таким моделям, в первую очередь, относятся стандартизованные МКО и МКМВ *световые величины* и колориметрич. системы (см. *Колориметрия*). При этом под линейностью понимается прямая пропорциональность реакции приёмника мощности (потоку) или энергии падающего оптич. излучения. Под спектральной аддитивностью понимается арифметич. суммирование реакций, вызываемых излучением различных узких спектральных интервалов. В общем виде матем. модель линейного спектрально аддитивного приёмника выражается соотношением для редуциров. величин:

$$X = K \int_0^\infty X_{e,\lambda} S_0(\lambda) d\lambda.$$

Здесь K — переводной множитель от единиц энергетич. величин к единицам, принятым в данной системе редуциров. величин; $X_{e,\lambda}$ — спектральная плотность энергетич. радиометрич. величины; $S_0(\lambda)$ — не зависящая от уровня реакция ф-ция относительной С. ч. реального или модельного (идеального) приёмника.

Эквивалентные $S(\lambda)$ и $S_0(\lambda)$ понятия имеются и в др. областях физики, но называются др. терминами: «кривые равной громкости» и «частотная характеристика чувствительности микрофона (гидрофона)» — в акустике и гидроакустике; «амплитудно-частотная характеристика» — в радиоэлектронике; «спектр действия» — в фотобиологии; «коэф. качества ионизирующего излучения» — в радиац. безопасности.

Лит.: Саломинков Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Дойников А. С., Прикладная фотометрия, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Светотехника и инфракрасная техника, т. 5, М., 1983.

А. С. Дойников.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ матричных элементов *матрицы рассеяния* S или *Грина функций* в квантовой теории поля — интегральные представления типа *Коши интеграла*. С. п. играют большую роль в аксиоматич. подходе к квантовой теории поля (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*), в рамках к-рого построение матрицы рассеяния осуществляется без конкретных предположений о взаимодействии, присущих гамильтонову формализму. Особенно важны С. п., к-рые удаётся получить на основе только самых общих положений квантовой теории поля, таких, как требования *микропричинности*, унитарности (см. *Унитарности условие*), релятивистской инвариантности и предположения о спектре масс. Так, напр., для ф-ции Грина $G(x-y)$ из ур-ния скалярного поля $\varphi(x)$ массы m

$$G(x-y)=i\langle 0|T(\varphi(x)S\varphi(y))|0\rangle= =(2\pi)^{-4}\int \exp[ip(x-y)]\tilde{G}(p)d^4p \qquad (1)$$

(T — символ хронологич. упорядочения, p — 4-импульс поля) на этой основе установлено важное С. п. Лемана — Келлена (H. Lehmann, G. Källen):

$$\tilde{G}(p)=(m^2-p^2-i\varepsilon)^{-1}+\int\limits_{4m^2}^{\infty} I(z)dz/(z-p^2-i\varepsilon). \qquad (2)$$

Здесь $I(z)$ — неотрицат. ф-ция, описывающая распределение масс возможных состояний поля,— спектральная плотность масс, к-рая выражается через матричные элементы S-матрицы.

В общем случае вся информация о взаимодействии частиц содержится в матричных элементах S-матрицы, относящихся к переходу из состояния i невзаимодействующих начальных частиц в состояние f невзаимодействующих конечных частиц с 4-импульсами p_1, ..., p_i и p_{i+1}, ..., p_f. Приняв во внимание закон сохранения 4-импульса (и др. следствия релятивистской инвариантности), такой матричный элемент можно записать в виде:

$$\langle f|S|i\rangle=\delta_{fi}-2\pi i\delta^4\Big(\sum_{(i)}p_k-\sum_{(f)}p_k\Big)\prod_{(i,f)}(2\delta_k)^{-1/2}T_{fi},$$

где амплитуда T_{fi} перехода $i\to f$ — скалярная ф-ция 4-импульсов p_k и поляризаций λ_k начальных и конечных частиц. Зависимость T_{fi} от поляризаций можно полностью выделить, представив T_{fi} как сумму членов вида: $\Lambda_{fi}(p_k,\lambda_k)\cdot M_{fi}(p_k)$, причём Λ_{fi} — определённые матричные элементы лоренц-инвариантных комбинаций, составленных из спиновых операторов. С. п. строятся для скалярных ф-ций M_{fi}, называемых инвариантными амплитудами перехода $i\to f$. Зависимость M_{fi} от своих аргументов носит динамич. характер, и её существенные черты отражаются в аналитич. свойствах M_{fi}. В частном случае, когда и в начальном, и в конечном состоянии имеется по одной частице, $M_{fi}\equiv \equiv M_{11}$ связана с ф-цией Грина в (2) соотношениями

$$\tilde{G}(p)=(m^2-p^2-i\varepsilon)^{-1}+(m^2-p^2-i\varepsilon)^{-2}M_{11}(p^2),$$

$$I(p^2)=(p^2-m^2)^{-2}\operatorname{Im}M_{11}(p^2).$$

Ряд существенных сведений об аналитич. структуре M_{fi} может быть получен из общих положений квантовой теории поля, не зависящих от конкретной модели взаимодействия.

Прежде всего, использование микропричинности и нек-рых предположений о свойствах спектра масс приводит к утверждению, что всякая инвариантная амплитуда является нек-рым граничным значением аналитич. ф-ции, зависящей только от лоренц-инвариантных комбинаций 4-импульсов p_k. Это граничное значение получается, когда квадрат полной энергии

$$s=\Big(\sum_{(i)}p_k\Big)^2=\Big(\sum_{(f)}p_k\Big)^2$$

стремится к действит. оси сверху из области аналитичности, где он комплексен и имеет положительную мнимую часть: $s=\operatorname{Re}s+i\varepsilon$, $\varepsilon\to+0$. Инвариантные амплитуды обладают, кроме того, свойством перекрёстной симметрии. Оно состоит в том, что амплитуды разл. каналов процесса взаимодействия ($i+f$) частиц, т. е. амплитуды, описывающие переходы с разл. распределением данных ($i+f$) частиц на начальные и конечные, являются различными граничными значениями одной общей аналитич. ф-ции F. Амплитуда M_α каждого канала (α) получается из F, когда один из аргументов F — квадрат полной энергии в данном канале, s_α устремлён к действит. оси сверху, а остальные аргументы принимают значения в физ. области канала.

Условие унитарности S-матрицы позволяет установить, где $\operatorname{Im}F$ заведомо отлична от нуля. В каждом канале (α) инвариантная амплитуда M_α как ф-ция s_α имеет полюсы, соответствующие возможным одночастичным состояниям, и («физический») разрез, соответствующий многочастичным состояниям в этом канале. Характеристики этих особенностей — вычеты в полюсах и скачки на физ. разрезах — могут быть определены через матричные элементы S-матрицы с помощью той же унитарности. Напр., т. н. абсорбционная часть амплитуды (т. е. скачок амплитуды на физ. разрезе) равна

$$\Delta M_{fi}\equiv M_{fi}(s+i\varepsilon)-M_{fi}(s-i\varepsilon)= =\sum_n\int d\Gamma_n M_{fn}(s+i\varepsilon)M^*_{in}(s-i\varepsilon),$$

где в правой части проводится суммирование по всем возможным промежуточным состояниям (n) и интегрирование по фазовому объёму в пространстве импульсов каждого состояния ($d\Gamma_n$ — элемент фазового объёма). Если иных особенностей, кроме требуемых унитарностью, у M_{fi} нет, интеграл Коши в комплексной плоскости s_α представляет собой С. п. для M_{fi} (s_α). Такая простая структура особенностей и составляет отличие С. п. от более общих *дисперсионных соотношений*. Как показывают результаты исследований амплитуды переходов с $t+f\geqslant 3$, в частности примеры из теории возмущений, дисперсионные соотношения для амплитуд этих переходов могут иметь т. н. аномальные разрезы, скачки на к-рых не определяются по условию унитарности. Так, для амплитуды упругого рассеяния M_{22} на основе общих положений теории удалось доказать лишь С. п. по квадрату полной энергии s при существенных ограничениях на остальные аргументы M_{22}, квадраты масс частиц и инвариантную передачу импульса t. Однако ввиду их ясного физ. смысла С. Манделстам (S. Mandelstam) предложил принять без доказательства двойные С. п. по s и t для M_{22} хотя бы как основу простой теоретич. модели процесса взаимодействия. Если

для описания перехода частиц 1, 2 в частицы 3,4 ввести инвариантные переменные

$$s=(p_1+p_2)^2,\ t=(p_1-p_3)^2,\ u=(p_1-p_4)^2,$$

причём s, t, u связаны соотношением

$$s+t+u=m_1^2+m_2^2+m_3^2+m_4^2$$

и являются квадратами полной энергии в каналах, где в качестве начальных выступают соответственно частицы 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4, то т. н. двойное С. п. Мандельстама приобретает вид:

$$M_{22}=F(s,u,t)=\frac{1}{\pi^2}\int_{s_0}^{\infty}ds'\int_{t_0}^{\infty}dt'\frac{\rho_1(s',t')}{(s'-s-i\varepsilon)(t'-t-i\varepsilon)}+$$

$$+\frac{1}{\pi^2}\int_{t_0}^{\infty}dt'\int_{u_0}^{\infty}du'\frac{\rho_2(t',u')}{(t'-t-i\varepsilon)(u'-u-i\varepsilon)}+$$

$$+\frac{1}{\pi^2}\int_{u_0}^{\infty}du'\int_{s_0}^{\infty}ds'\frac{\rho_3(u',s')}{(u'-u-i\varepsilon)(s'-s-i\varepsilon)}$$

Интегрирование здесь ведётся от физ. порогов — квадрата суммы масс низшего промежуточного состояния в соответствующих каналах. Такое С. п. обнаруживает перекрёстную симметрию в самом виде записи. Для описания амплитуд всех трёх каналов применяется одна ф-ция $F(s,t,u)$, в частности одни и те же определяющие её спектральные плотности ρ_k. Переход, напр., от амплитуды s-канала к амплитуде t-канала осуществляется заменой s на t, а t на s. Это соответствует тому, что частица 2 заменена на античастицу 3, а частица 3 на античастицу 2 в самом процессе. С. п. Мандельстама послужило основой мн. исследований процессов *сильных взаимодействий*.

Лит.: Новый метод в теории сильных взаимодействий. Сб. статей, пер. с англ., под ред. А. М. Бродского, М., 1960; Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Бартон Г., Дисперсионные методы в теории поля, пер. с англ., М., 1968. *В. П. Павлов.*

СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ КЛА́ССЫ — характеристики звёзд, определяемые по особенностям их спектров. Различия в спектрах звёзд обусловлены различиями хим. состава и физ. условий в *звёздных атмосферах*. Для большинства звёзд в видимой области характерен непрерывный спектр, на к-рый накладываются линии поглощения, а в нек-рых случаях и эмиссионные линии. Спектральная классификация носит эмпирич. характер и сводится по существу к расположению спектров звёзд в последовательности, вдоль к-рых спектральные линии одних хим. элементов и соединений усиливаются, а другие ослабевают. Эти последовательности в осн. отражают зависимость спектров от *эффективной температуры* звёзд. Сходные спектры объединяются в С. к., внутри к-рых, в свою очередь, выделяются подклассы. Спектральная классификация основывается на общих характеристиках спектра и на определении отношений интенсивностей фиксированных спектральных линий. Критерии классификации могут изменяться в зависимости от области спектра и разрешения спектров.

Качественно изменение характерных свойств спектров с ростом темп-ры звёзд может быть описано следующим образом. Для наиб. холодных звёзд характерны молекулярные полосы и линии нейтральных атомов. По мере возрастания темп-ры происходит диссоциация молекул и полосы вначале ослабевают, а затем исчезают. Одновременно происходит ослабление линий поглощения, возникающих при переходах с осн. уровней нейтральных атомов. Интенсивность линий, соответствующих переходам с возбуждённых уровней нейтральных атомов, с ростом темп-ры усиливается, достигает максимума, а затем уменьшается из-за ионизации. Линии ионов также достигают максимума в определ. месте спектральной последовательности; его положение определяется темп-рой, при к-рой происходит следующая стадия ионизации. Положение максимумов интенсивности линий нейтральных и ионизов. атомов зависит от потенциала ионизации и потенциала возбуждения уровня, с к-рого происходит переход, создающий линию. Т. о., при продвижении вдоль спектральной последовательности от холодных звёзд к горячим происходит смена линий и максимумов интенсивности линий, соответствующая нарастанию потенциалов ионизации и возбуждения. При этом линейчатые спектры обедняются, т. к. линии высокоионизованных и трудноионизуемых атомов расположены в недоступной наземным наблюдениям далёкой УФ-области спектра ($\lambda < 3000$ Å).

История спектральной классификации звёзд восходит к И. Фраунгоферу (J. Fraunhofer), обнаружившему в нач. 19 в. различия в спектрах неск. исследованных им ярких звёзд. Первые попытки выработать систему классификации спектров были предприняты в сер. 19 в. Дж. Б. Донати (G. B. Donati) и А. Секки (A. Secchi). Решающий этап в разработке спектральной классификации связан с созданием в 1885—1924 в Гарвардской обсерватории (США) каталога звёздных спектров, для к-рого была выработана система классификации. С определ. модификациями эта система существует и поныне. Она известна как **гарвардская классификация** (или HD). В HD классифицировано ок. $2\cdot10^5$ звёзд. Она основывается на виде и интенсивности спектральных линий и отражает зависимость степени ионизации разл. элементов от темп-ры. В этой системе все спектры разбиты на классы

$$O-B-A-F-G-K-M,\quad K-N,\quad M-S$$

Ветвление классификации после класса G вызвано различиями в хим. составе звёзд. С. к. O, B, A иногда называют ранними, K и M — поздними. С. к. разделены на подклассы, обозначаемые араб. цифрами от 0 до 9, напр. B3. Для обозначения особенностей спектров используется система префиксов и суффиксов, напр. dMбе (префикс d означает спектр, характерный для карликов, суффикс е — наличие эмиссионных линий).

Следующий важный шаг в развитии спектральной классификации связан с учётом зависимости спектров от *светимости* звёзд, что нашло выражение в разработке в 1940-х гг. двумерной **йёркской классификации** [МК, или МКК; от имён создателей — У. У. Морган (W. W. Morgan), Ф. Ч. Кинан (P. C. Keenan), Э. Келман (E. Kellman)]. Йёркская классификация звёздных спектров является основной. В этой системе кроме температурного С. к. (в пределах $\pm0{,}5$ подкласса, совпадающего с гарвардским) каждой звезде приписывается один из пяти *светимости классов*, зависящий от её абс. *звёздной величины* (светимости). Иногда в МК выделяется класс углеродных звёзд (C), объединяющий классы R и N гарвардской классификации. Основой йёркской классификации является набор стандартных звёзд. Классификация в системе МК, как и в др. классификац. системах, осуществляется путём сравнения со спектрами стандартных звёзд, снятыми на том же инструменте и с той же дисперсией. Критерием классификации является отношение интенсивностей близкорасположенных спектральных линий. Существуют списки стандартных звёзд и атласы их спектров, иллюстрирующие критерии классификации. Точность спектральной классификации, к-рая определяется путём сравнения оценок С. к., полученных разл. авторами, достигает $\pm0{,}6$ спектрального подкласса. В системе МК классифицировано ок. 10^3 звёзд и существует программа двумерной классификации всех звёзд каталога HD.

С. к. звёзд можно поставить в соответствие показатели цвета, к-рые также определяются темп-рой. Связь между эфф. темп-рами звёзд гл. последовательности (V класс светимости), С. к. в системе МК и показателями цвета в фотометрич. системе Джонсона (см. *Астрофотометрия*) приведена в табл.

Эффективные температуры ($T_э$) и показатели цвета (CI_0) звёзд V класса светимости (по Th. Schmidt-Kaler, 1982)

Спектральный класс	$T_э$, 10^3 К	CI_0, звёздная величина	Спектральный класс	$T_э$, 10^3 К	CI_0, звёздная величина
		$(U-B)_0$	F0	7,20	0,30
O3	52,5	−1,22	2	6,80	0,35
4	48,0	−1,20	5	6,44	0,44
5	44,5	−1,19	8	6,20	0,52
6	41,0	−1,17	G0	6,03	0,58
7	38,0	−1,15	2	5,88	0,63
8	35,8	−1,14	5	5,77	0,68
9	33,0	−1,12	8	5,57	0,74
B0	30,0	−1,08	K0	5,25	0,81
1	25,4	−0,95	1	5,08	0,86
2	22,0	−0,84	2	4,90	0,91
3	18,7	−0,71	3	4,73	0,96
5	15,4	−0,58	4	4,59	1,05
6	14,0	−0,50	5	4,35	1,15
7	13,0	−0,43	7	4,06	1,33
8	11,9	−0,34			$(R-I)_0$
9	10,5	−0,20	M0	3,85	0,92
		$(B-V)_0$	1	3,72	1,03
A0	9,52	−0,02	2	3,58	1,17
1	9,23	0,01	3	3,47	1,30
2	8,97	0,05	4	3,37	1,43
3	8,72	0,08	5	3,24	1,61
5	8,20	0,15	6	3,05	1,93
7	7,85	0,20	7	2,94	2,1
8	7,58	0,25	8	2,64	2,4

Количественно осн. закономерности изменения спектров звёзд, лежащие в основе спектральной классификации, описываются (при термодинамич. равновесии) распределением Больцмана по степеням возбуждения атомов:

$$\frac{n_{r,k}}{n_{r,i}} = \frac{g_{r,k}}{g_{r,i}} \exp\left[(\mathscr{E}_{r,i} - \mathscr{E}_{r,k})/kT\right] \qquad (1)$$

и *Саха формулой*, определяющей степень ионизации атомов:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} p_e = \frac{2u_{r+1}}{u_r} (2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}/h^3 \exp(-\chi_r/kT). \qquad (2)$$

В (1) и (2) $n_{r,k}$ и $n_{r,i}$ — концентрация атомов в стадиях ионизации r и возбуждения уровней k и i соответственно; n_r и n_{r+1} — концентрации ионов в последоват. стадиях ионизации r и $r+1$; $g_{r,k}$ и $g_{r,i}$ — статистич. веса уровней k и i; $\mathscr{E}_{r,k}$ и $\mathscr{E}_{r,i}$ — энергии возбуждения уровней; χ_r — ионизац. потенциалы; $u_r = \sum_{k=1}^{\infty} g_{r,k} \exp(\mathscr{E}_{r,k}/kT)$ — сумма по состояниям r раз ионизованного атома; p_e — электронное давление. Применение ур-ний (1) и (2) позволило М. Саха (M. Saha) в 1920—21 объяснить спектральную последовательность звёзд как ионизац. последовательность. В соответствии с (1) и (2) состояния возбуждения и ионизации в осн. определяются темп-рой. Однако из ф-лы (2) следует, что состояние ионизации зависит и от электронного давления. В свою очередь, p_e связано с величиной ускорения силы тяжести в атмосфере g: при данной темп-ре в атмосфере звезды-гиганта с малым g степень ионизации выше, чем в атмосфере звезды-карлика с большим g. Кроме того, величина g по-разному влияет на ионизованные и нейтральные атомы. Поскольку светимость звезды L пропорциональна её массе M в нек-рой степени s, $L \sim M^s$ (*масса — светимость зависимость*), а $L \sim R^2 T_э^4$ (R — радиус, $T_э$ — эфф. темп-ра звезды), то $g \sim L^{(s-8)/8}$ и характер спектра оказывается связанным со светимостью звезды. Эта связь наз. эффектом абс. величины, и именно её отражают классы светимости звёзд в йеркской классификации. Различия в g сказываются на виде спектра также вследствие т. н. эффектов давления, под к-рыми подразумевается взаимодействие атома с окружающими частицами, влияющее на коэф. селективного поглощения звёздного вещества. На вид спектра влияют также различия в скоростях турбулентных движений в атмосферах гигантов и карликов.

В рамках йеркской системы удаётся описать порядка 95% всех звёздных спектров. Значит. часть особенностей спектров, не укладывающихся в эту схему, может быть объяснена аномалиями хим. состава или физ. характеристик объектов. Звёзды с особенностями в спектрах наз. пекулярными. Для них введены спец. классы. Напр., A_p, B_p, F_p — звёзды с усиленными линиями одного или неск. элементов (Hg, Mn, Si, Eu, Cr); CNO — звёзды С. к. O и B, у к-рых аномальна интенсивность линий C, N, O. Особая классификация введена для *белых карликов*.

Дальнейшее развитие спектральной классификации связано с освоением областей спектра, недоступных наземным наблюдениям, и с автоматизацией классификации.

Лит.: Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; Schmidt-Kaler Th., Physical parameters of the stars, в кн.: Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Bd 2, Teilband 6, B., 1982; Jaschek C., Jaschek M., The classification of stars, Camb., 1987.

Л. Р. Юнгельсон.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — приборы для исследования спектрального состава эл.-магн. излучений по длинам волн (в оптич. диапазоне 10^{-3}—10^3 мкм; см. *Спектры оптические*), нахождения спектральных характеристик излучателей и объектов, взаимодействовавших с излучением, а также для *спектрального анализа*.

Принцип действия большинства С. п. можно пояснить с помощью имитатора, изображённого на рис. 1. Форма отверстия в равномерно освещённом экране *1* соответствует ф-ции $f(\lambda)$, описывающей исследуемый спектр — распределение энергии (потока) излучения

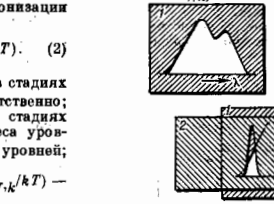


Рис. 1.

по длинам волн λ. Отверстие в экране *2* соответствует ф-ции $a(\lambda - \lambda')$, описывающей способность С. п. выделять из светового потока узкие интервалы $\delta\lambda$ в окрестности каждой λ'. Эту важнейшую характеристику С. п. называют функцией пропускания или *аппаратной функцией* (АФ). Процесс измерения спектра $f(\lambda)$ прибором $a(\lambda - \lambda')$ можно имитировать, если поместить за экраном *1* приёмник излучения и регистрировать изменения потока излучения, проходящего через остающиеся отверстия при наложении и перемещении (сканировании) экрана *2* по экрану *1*. Результат регистрации будет представлять собой нек-рую ф-цию времени $F(t)$, от к-рой, зная закон сканирования $\lambda'(t)$, легко перейти к ф-ции длины волны $F(\lambda)$, описывающей форму $f(\lambda)$ с тем лучшей точностью, чем меньше была ширина АФ — интервал $\delta\lambda$. Рассмотренный процесс математически описывается интегралом $F(\lambda') =$

$= \int a(\lambda - \lambda')f(\lambda)d\lambda$, называемым свёрткой ф-ции f с ф-цией a. Ширина АФ наряду с рабочим диапазоном длин волн является осн. характеристикой оптич. части С. п., она определяет спектральное разрешение $\delta\lambda$ и *разрешающую способность* $R = \lambda/\delta\lambda$. Чем шире АФ, тем меньше R, но тем больше поток излучения, пропускаемый прибором, т. е. больше оптич. сигнал, несущий измеряемую информацию, и больше отношение сигнал/шум M. Шумы, в свою очередь, зависят от полосы частот $\Delta\omega$ приёмно-усилит. системы прибора (обычно они пропорциональны $\sqrt{\Delta\omega}$). Чем меньше $\Delta\omega$, тем меньше шумы, но и тем больше инерционность системы и больше затраты времени t на измерения ($t \sim (\Delta\omega)^{-1}$). Взаимосвязь величин R, M, $\Delta\omega$ характеризуется инвариантом вида:

$$R^{\alpha}M(\Delta\omega)^{\beta} = K(\lambda). \qquad (1)$$

Показатели степени α и β принимают разл. положит. значения в зависимости от конкретного типа С. п. (обычно $\alpha > 1$, $\beta < 1$). Константа «качества» K, зависящая только от λ, определяется конструктивными параметрами данного С. п. и накладывает ограничения на рабочие диапазоны значений R, M, $\Delta\omega$. Верх. предел R (мин. ширина АФ) нередко определяется аберрациями оптич. систем, *дифракцией света*, а макс. полоса $\Delta\omega$ лимитируется постоянной времени τ приёмника излучения (или др. электрич. звеньев), т. к. $\Delta\omega \simeq \tau^{-1}$.

Проиллюстрированный с помощью имитатора принцип действия С. п. относится к одноканальным методам *спектрометрии*. В распространённых наряду с ними многоканальных методах сканирование не применяется и потоки разных λ регистрируются одновременно. В имитаторе этому соответствует наложение на экран *1* другого неподвижного экрана, имеющего N отверстий для разных λ со своими АФ; при этом поток от каждого отверстия (канала) регистрируется независимо.

Общая классификация методов спектрометрии, являющихся основой разл. схем и конструкций С. п., осуществляется по двум осн. признакам — числу каналов и способам разделения λ (рис. 2).

Исторически первыми и наиб. распространёнными являются методы пространственного разделения λ (спектрально-селективной фильтрации), к-рые наз. классическими (группы 1 и 2).

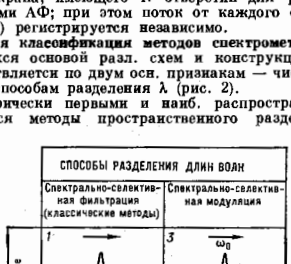


Рис. 2. Классификация методов спектрометрии по числу каналов и способам разделения длин волн. Контуры шириной $\delta\lambda$ символически изображают аппаратные функции (АФ). В одноканальных методах (*1* и *3*) применяется сканирование (символ →), в многоканальных (*2* и *4*) — сканирование отсутствует и измерение интенсивности излучения ряда длин волн λ', λ'', λ'''... проводится одновременно.

В одноканальных С. п. группы 1 исследуемый поток со спектром $f(\lambda)$ посылается на спектрально-селективный фильтр, к-рый выделяет из потока нек-рые интервалы $\delta\lambda$ в окрестности каждой λ' и может перестраиваться (непрерывно или дискретно), осуществляя сканирование спектра во времени t по нек-рому закону $\lambda'(t)$. Выделенные компоненты $\delta\lambda$ посылаются на *приёмник оптического излучения*, запись сигналов к-рого даёт ф-цию времени $F(t)$. Переход от аргумента t к аргументу λ позволяет получить ф-цию $F(\lambda)$ — наблюдаемый спектр.

В многоканальных С. п. группы 2 одновременно регистрируются (без сканирования по λ) неск. приёмников потоки излучения разных длин волн λ', λ'', λ''' ..., к-рые выделяют, напр., многощелевым монохроматором (полихроматором). Если расстояние между каналами не превышает $\delta\lambda$ и число каналов N достаточно велико, то получаемая информация аналогична содержащейся в записи на сканирующем одноканальном приборе (при тех же $\delta\lambda$, одинаковых приёмниках и пр. равных условиях), но время измерения может быть сокращено в N раз. Наиб. многоканальность достигается применением многоэлементных фотоэлектрич. приёмников излучения и фотогр. материалов (в *спектрографах*).

Для С. п. групп 3 и 4, получивших развитие с сер. 1960-х гг., принципиальной основой является спектрально-селективная модуляция (см. *Модуляция света*), при к-рой задача разделения длин волн λ переносится из оптич. части прибора в электрическую. В одноканальном С. п. группы 3 исследуемый поток со спектром $f(\lambda)$ посылается на устройство, способное модулировать нек-рой частотой $\omega_0 = \text{const}$ лишь интервал $\delta\lambda$ в окрестности длины волны настройки λ', оставляя остальной поток немодулированным. Сканирование $\lambda'(t)$ проводится так, чтобы различные λ' последовательно модулировались частотой ω_0. Выделяя составляющую ω_0 в сигнале приёмника с помощью электрич. фильтра, получают ф-цию времени $F(t)$ и соответственно спектр $F(\lambda)$.

Многоканальные системы группы 4 основаны на операции мультиплексирования — одноврем. приёме излучения от многих спектральных элементов $\delta\lambda$ в кодированной форме одним приёмником. Это обеспечивается тем, что длины волн λ', λ'', λ''',... одновременно модулируются разл. частотами ω', ω'', ω''',..., и суперпозиция соответствующих потоков в приёмнике излучения даёт сложный сигнал, частотный спектр к-рого по ω несёт информацию об исследуемом спектре по λ.

За рамками приведённой классификации остаются лишь методы т. н. активной спектрометрии, основанной на генерации излучений перестраиваемыми по λ лазерами (см. *Активная лазерная спектроскопия*).

1. Одноканальные спектральные приборы с пространственным разделением волн

Основой оптич. схем С. п. этой группы является диспергирующий элемент (*дифракционная решётка, эшелетт*, эшелле, *интерферометр Фабри — Перо, спектральная призма*), обладающий угловой дисперсией $\Delta\varphi/\Delta\lambda$, что позволяет развернуть в фокальной плоскости изображения входной щели в излучении разных λ (рис. 3). Для объективов O_1 и O_2 обычно используются зеркала, не обладающие хроматич. аберрациями (в отличие от линзовых систем). Если в фокальной плоскости установлена одна выходная щель, схема С. п. представляет собой схему *монохроматора*, если неск. щелей,— полихроматора, если фоточувствит. слой или глаз,— спектрографа или спектроскопа.

Одноканальные С. п. обычно строятся на основе монохроматоров, в к-рых сканирование осуществляется поворотом дифракц. решёток. В простейших монохроматорах вместо диспергирующего элемента и выходной щели применяются циркулярно-клиновые интерференц.

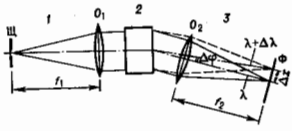


Рис. 3. Схема спектрального прибора с пространственным разделением длин волн с помощью угловой дисперсии: *1* — коллиматор с входной щелью Щ и объективом O_1 с фокусным расстоянием f_1; *2* — диспергирующий элемент, обладающий угловой дисперсией $\Delta\varphi/\Delta\lambda$; *3* — фокусирующая система (камера) с объективом O_2, создающим в фокальной плоскости Ф изображения входной щели в излучении разных длин волн с линейной дисперсией $\Delta x/\Delta\lambda$.

светофильтры с непрерывной перестройкой по λ полосы пропускания. Для таких С. п. характерно последоват. соединение функциональных элементов, в к-рых информативный сигнал к.-л. образом обрабатывается (рис. 4). Для измерений спектров пропускания и отражения разл. образцов используются встроенные источники излучения со *сплошным спектром*, для исследований спектров внеш. излучателей — соответствующие осветители, а для непосредств. измерения поглощения в веществе могут использоваться оптико-акустич. ячейки,

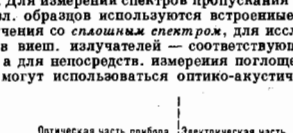


Рис. 4. Блок-схема однолучевого одноканального прибора: И — источник излучения; М — оптический модулятор (обтюратор); Ф — сканирующий фильтр (монохроматор); П — фотоэлектрический приёмник излучения; У — усилитель и преобразователь сигналов приёмника; Р — аналоговый или цифровой регистратор; БУ — блоки управления и обработки данных на базе ЭВМ.

преобразующие поглощённую энергию в подходящий для регистрации сигнал. В классич. С. п. оптич. модулятор вводится в схему лишь для того, чтобы в электрич. части применить усиление на перем. токе.

Устройства управления С. п. и обработки результатов измерений строятся на базе микропроцессоров. Они отличаются большим разнообразием и обеспечивают оптимизацию режимов работы С. п. по параметрам R, M, $\Delta\omega$ в рамках условия (1) [для классич. С. п. условие имеет вид $R^2M\sqrt{\Delta\omega} = K(\lambda)$, если шум приёмника не зависит от падающего на него потока]. Вместо величины K иногда используют т. н. энергетический фактор $Q(\lambda) = M\sqrt{\Delta\omega}/(\delta\lambda)^2 = \lambda^2K(\lambda)$, к-рый численно равен отношению сигнал/шум, наблюдаемому при единичном выделяемом спектральном интервале $\delta\lambda$ и единичной полосе частот $\Delta\omega$. Накладываемые фактором Q энергетич. ограничения играют осн. роль в ИК-области, где яркости источников быстро уменьшаются и значения Q малы; напр., в ср. ИК-области (≈ 10 мкм) хорошие С. п. имеют $Q = 10^7$мкм$^{-2}$ Гц$^{1/2}$ (в шкале волновых чисел $Q = 10^3$см$^{-2}$Гц$^{1/2}$). В видимой и ближней ИК-областях энергетич. ограничения играют меньшую роль и рабочие значения R могут приближаться к дифракц. пределу (напр., в С. п. с дифракц. решётками — к значению $R_{\text{диф}} = 2kv\,Ls\text{i}\varphi$, где k — кратность дифракции, $v = 1/\lambda$ — волновое число, L — ширина решётки, φ — угол дифракции).

Рассмотрим типичные приборы группы 1.

Спектрометры высокого разрешения для исследований структуры атомных и молекулярных спектров представляют собой стационарные лаб. установки, построенные по схеме рис. 4. В зависимости от области спектра применяются разнообразные монохроматоры (с фокусными расстояниями до 10 м) в вакуумируемых корпусах, в виброзащищённых и термостабилизиров. помещениях. В этих приборах используется 2- и 4-кратная дифракция на эшеллях шириной до 400 мм, применяются спец. источники и охлаждаемые приёмники, что позволяет достигать в спектрах поглощения $R \approx 2\cdot10^5$ в области длин волн 2,5 мкм. Для выявления ещё более тонкой структуры в схему измерений вводят сканирующие интерферометры Фабри — Перо ($R \approx 10^6$ в видимой области).

Спектрофотометры (СФ) выполняют операции фотометрирования для определения отношений потоков — безразмерных коэф. пропускания и отражения разнообразных образцов веществ и материалов. В наиб. прецизионных СФ эта задача решается по схеме рис. 4 сравнением двух последоват. отсчётов для одного и того же пучка излучения: «образец в пучке», «образец вне пучка». Такой же метод применяется в массовых нерегистрирующих СФ — сравнительно дешёвых С. п., сотни разновидностей к-рых выпускаются десятками фирм. Серийные автоматич. регистрирующие СФ основаны на более сложных, но и более производительных двухлучевых схемах измерений, отличающихся от однолучевой тем, что между источником и фильтром (или между фильтром и приёмником) организуются два пучка излучения — измерительный (в к-рый помещается образец) и референтный. Эти пучки модулируются по определ. алгоритмам, обеспечивающим работу т. н. систем электрического отношения, регистрирующих коэф. пропускания T или оптич. плотности $D = -\lg T$ ($0 \leqslant T \leqslant 1$) как ф-ции λ или $v = 1/\lambda$. Использовавшиеся для этих целей системы оптич. нуля практически вышли из употребления к кон. 1980-х гг.

Многочисл. модели автоматич. СФ можно разделить примерно на три класса: сложные универсальные СФ для науч. исследований ($R \sim 2000$—5000), приборы ср. класса ($R \sim 500$—1000) и простые, т. н. рутинные, СФ ($R \sim 100$—500) с рабочими спектральными диапазонами, заполняющими всю область прозрачности атмосферы 0,19—50 мкм. Кроме того, спец. вакуумные модели выпускаются для УФ-области (0,1—0,2 мкм) и ИК-области (50—300 мкм). Конструкции автоматич. СФ обеспечивают широкий выбор значений R, M, $\Delta\omega$, скоростей и масштабов регистрации спектров разл. объектов, приборы оснащаются наборами газовых и жидкостных кювет, приставками для измерений зеркального и диффузного отражений, а также *нарушенного полного внутреннего отражения*, приставками для измерений малых образцов, для исследований при разных темп-рах и т. п. В конструкции спец. типов СФ вводят микроскопы (микроспектрофотометры), устройства для исследований спектров люминесценции (спектрофлуориметры), дисперсии показателя преломления (спектрорефрактометры), поляризации (спектрополяриметры), измерений яркости внеш. излучателей в сравнении с встроенным эталонным (спектрорадиометры), испытаний чувствительности фотоматериалов (спектросенситометры) и др.

Автоматич. СФ являются осн. приборами для исследований спектральных характеристик веществ и материалов и абсорбционного *спектрального анализа*.

Спектрометры комбинационного рассеяния могут быть однолучевыми и двухлучевыми. Источниками излучения в них обычно служат лазеры, а для наблюдения комбинац. частот (см. *Комбинационное рассеяние света*) и подавления фона, создаваемого первичным излучением, применяются двойные и тройные монохроматоры с голографич. дифракц. решётками. В лучших приборах отношение фона к полезному сигналу снижено до

10^{-15} и комбинац. частоты могут наблюдаться на расстояниях порядка неск. $см^{-1}$ от возбуждающей линии.

Скоростные спектрометры (хронаспектрометры) работают по схеме рис. 4, но в отличие от др. С. п. их снабжают устройствами быстрого циклич. сканирования и широкополосными ($\Delta\omega$ до 10^7 Гц) приёмно-регистрирующими системами. Для исследований кинетики хим. реакций сканирование ведётся с малой скважностью, к-рая достигается, напр., методом «бегущей щели»: вместо выходной щели в фокальной плоскости устанавливается быстро вращающийся диск с большим числом радиальных прорезей. Таким способом получают до 10^4 спектров в 1 с. Если время жизни объекта слишком мало, применяют более быстрое сканирование вращающимися зеркалами, это приводит к большой скважности и требует синхронизации начала процесса с моментом прохождения спектра по щели.

2. Многоканальные спектральные приборы с пространственным разделением длин волн

В этой группе приборов сканирование не применяется, дискретный ряд длин волн (в полихроматорах) или участки непрерывного спектра (в спектрографах) регистрируются одновременно и оптич. часть строится обычно по схеме, приведённой на рис. 3. Если вместо системы, создающей угл. дисперсию, служит набор узкополосных светофильтров, то прибор относят к *фотометрам*.

Многоканальные приборы используются гл. обр. для спектрального анализа элементного состава по аналитич. спектральным линиям. По мере увеличения числа каналов появляется возможность изучения спектральных распределений $f(\lambda)$. Рассмотрим наиб. типичные приборы этой группы (в порядке возрастания числа каналов).

Пламённые (атомно-абсорбционные и эмиссионные) спектрофотометры имеют обычно 1—2 канала регистрации. Они измеряют интенсивности линий абсорбции, эмиссии или флуоресценции атомов элементов в пламени спец. горелок или др. атомизаторов. В простых конструкциях аналитич. линии выделяются узкополосными фильтрами (пламённые фотометры), в приборах более высокого класса применяются полихроматоры или монохроматоры, последовательно переключаемые на разл. длины волн λ. Приборы данного типа используются для определения большинства элементов периодич. системы. Они обеспечивают высокую избирательность и чувствительность (до 10^{-14} г).

Квантометры — фотоэлектрич. установки для промышленного спектрального анализа сталей, сплавов, смазочных масел, минералов — строятся на основе полихроматоров; выходные щели полихроматора выделяют из спектра излучения исследуемого вещества аналитич. линии и линии сравнения; соответствующие световые потоки посылаются на приёмники (фотоумножители), установленные у каждой щели. Фототоки приёмников заряжают накопит. конденсаторы; величина заряда, накопленного за время экспозиции, служит мерой интенсивности линии, к-рая пропорциональна концентрации элемента в пробе. Модели квантометров различаются рабочими диапазонами спектра (внутри области 0,17— 1 мкм), числом одновременно работающих каналов (от 2 до 80), степенью автоматизации, способами возбуждения спектров (дуга, искра, лазер, источник на основе индуктивно-связанной плазмы).

Спектрографы одновременно регистрируют протяжённые участки спектра, развёрнутого в фокальной плоскости (рис. 3), на фотопластинках и фотоплёнках (фотогр. спектрографы), а также на экранах электронно-оптич. преобразователей с «запоминанием» изображений. Типы спектрографов отличаются большим разнообразием — от простых приборов настольного типа для учебных целей и компактных ракетных и спутниковых бортовых спектрографов до крупных астроспектрографов, работающих в обсерваториях в сочетании с телескопами, и лабораторных 10-метровых вакуумных установок с большими дифракц. решётками для исследований *тонкой структуры* спектров. Линейная дисперсия спектрографов $\Delta x/\Delta\lambda$ может лежать в пределах 10^3—10^4мм/мкм, разрешающая способность — достигать дифракц. предела, светосила по освещённости (отношение освещённости в изображении входной щели к яркости источника, освещающего входную щель) —от 0,5 в светосильных приборах до 10^{-3} и менее в длиннофокусных приборах большой дисперсии.

Развитие многоэлементных приёмников матричного типа (с числом элементов до 1024) открыло возможность анализа излучений по спектральной и пространственной координатам и привело к появлению разл. вариантов фотоэлектрич. спектрографов-спектрометров с системами электронного сканирования (последоват. опроса сигналов приёмных элементов). Такие С. п., строго говоря, не являются многоканальными, поскольку в них отсутствует независимая и одноврем. регистрация сигналов от каждого приёмного элемента.

Скоростные многоканальные С. п. для исследований спектров быстропротекающих процессов конструируются путём сочетания спектрографа со скоростной кинокамерой (киноспектрографы), введения в схему прибора многогранных вращающихся зеркал, применения многоканальной регистрации с многоэлементными приёмниками (такие С. п. наз. хроноспектрографами, спектрохронографами, спектровизорами).

3. Одноканальные спектральные приборы со спектрально-селективной модуляцией

Типичными приборами 3-й группы являются растровые спектрометры и сисамы.

Растровые спектрометры строятся по общей схеме, представленной на рис. 4, но в сканирующем фильтре (монохроматоре) входная и выходная щели заменяются идентичными *растрами*. При периодич. сдвиге одного из растров с нек-рой частотой ω_0 возникает амплитудная модуляция той λ', для к-рой изображение входного растра совпадает с выходным растром. Для других λ изображения смещаются в результате угл. дисперсии и амплитуда модуляции уменьшается. Ширина АФ $\delta\lambda$ такого С. п. соответствует полупериоду растра. По сравнению со щелевыми растровые монохроматоры дают значит. выигрыш в потоке, однако их применение ограничено засветкой приёмника большим потоком немодулиров. излучения, сложностью изготовления растров и высокими требованиями к качеству оптики. На растровой установке уникального типа с фокусным расстоянием 6,5 м достигались значения $R = 2\cdot10^5$ в области 2,5 мкм.

Сисам — спектрометр интерференционный с селективной *амплитудной модуляцией* — строится на основе двухлучевого интерферометра (рис. 5), в к-ром зер-

Рис. 5. Принципиальная оптическая схема двухлучевого сканирующего интерферометра: $Д_{вх}$, $Д_{вых}$ — входная и выходная круглые диафрагмы; С — светоделитель; $З_1$ — неподвижное зеркало; $З_2$ — подвижное зеркало, перемещаемое (сканируемое) на расстояние Δ (разность хода).

кала заменены синхронно поворачивающимися дифракц. решётками и введён модулятор по оптич. разности хода. В этом случае амплитудная модуляция накладывается только на интервал $\delta\lambda_{диф}$, соответствующий дифракц. пределу вблизи λ, к-рая удовлетворяет условию максимума дифракции для обеих решёток. Сисам всегда работает на дифракц. пределе: $R = \lambda/\delta\lambda_{диф}$, при этом за счёт увеличения входного отверстия поток при-

мерно в 100 раз больше, чем в классич. приборах 1-й группы, но оптико-механич. часть весьма сложна в изготовлении и настройке. С помощью сисама достигнута наивысшая разрешающая способность с дифракц. решётками в ср. ИК-области: $R = 1 \cdot 10^5$ (в диапазоне 8—10 мкм при точности определения длин волн 10^{-6}).

4. Многоканальные спектральные приборы со спектрально-селективной модуляцией

Для данной группы С. п. характерны одноврем. спектрально-селективная модуляция (кодирование) длин волн, воспринимаемых одним фотоэлектрич. приёмником, и последующее декодирование электрич. сигналов. Наиб. распространение получили два типа приборов этой группы — адамар-спектрометры и фурье-спектрометры.

Адамар-спектрометры строятся по схеме спектрографа с дифракц. решёткой (рис. 3). Разл. длины волн развёрнутого в фокальной плоскости спектра одновременно кодируются циклическ сменяемыми масками-матрицами Адамара и посылаются на фотоэлектрич. приёмник, сигналы к-рого декодируются вычислит. устройством и регистрируются в виде дискретного спектра. Такой метод продлевает рабочий диапазон спектрографов в ИК-область и позволяет решать широкий круг задач молекулярного спектрального анализа — от определения состава выхлопных газов двигателей переносными приборами до анализа веществ с высоким разрешением на уникальных установках (R до $1{,}7 \cdot 10^4$ в области 6 мкм).

Фурье-спектрометры осуществляют непрерывное кодирование длин волн с помощью интерференц. модуляции, реализуемой обычно по схеме рис. 5, представляющей собой двухлучевой интерферометр Майкельсона. При равномерном перемещении зеркала $З_3$ в интерференц. картине на выходной диафрагме возникает от каждой монохроматич. составляющей λ входящего излучения периодич. мерцание (светло — темно) с частотой тем большей, чем меньше λ. Суперпозиция таких модулиров. вкладов от всех поступающих λ в приёмнике регистрируется в ф-ции *разности хода* Δ, образуя *интерферограмму* $I(\Delta)$, фурье-преобразование к-рой на встроенной ЭВМ даёт спектр $F(\nu)$. Фурье-спектрометры одновременно реализуют два выигрыша: за счёт многоканальности и за счёт увеличения входного отверстия. Они наиб. эффективны для исследований протяжённых спектров слабых излучений (особенно в ИК-области, где требования к оптике интерферометра упрощаются). Конструкции и характеристики приборов этого типа весьма разнообразны: от лаб. спектрометров универсального типа, выпускаемых серийно многими фирмами, до компактных спутниковых (для геофиз. и космич. исследований) и уникальных стационарных установок с разностью хода до 10 м, на к-рых достигаются точность измерений λ и разрешающая способность на порядок выше, чем в классич. С. п. (напр., R до $3 \cdot 10^8$ в ближней ИК-области). (Подробнее см. в ст. *Фурье-спектрометр*.)

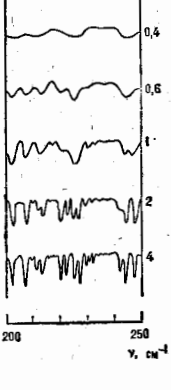


Рис. 6. ИК-спектры поглощения паров воды на участке 200—250 см$^{-1}$, полученные с помощью фурье-спектрометра при различных оптических разностях хода Δ в интерферометре. Чем больше Δ, тем больше деталей можно выявить в исследуемом участке спектра, так как тем больше разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda = \nu/\delta\nu = \nu\Delta/2$.

Итак, принципиальное различие рассмотренных групп приборов следующее: в одноканальных С. п. групп 1 и 3 время эксперимента затрачивается на накопление информации о новых участках спектра (на сканирование по λ), в многоканальных приборах группы 2 — на накопление сигнала и усреднение шумов (улучшение отношения сигнал/шум), а в фурье-спектрометрах — на накопление структурных деталей в данном спектральном диапазоне (рис. 6).

Лит.: Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Пейсахзон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Техника и практика спектроскопии, 2 изд., М., 1976; Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения, пер. с франц. и англ., М., 1972; Белл Р. Дж., Введение в фурье-спектроскопию, пер. с англ., М., 1975; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; Миберн Дж., Обнаружение и спектрометрия слабых источников света, пер. с англ., М., 1979; Нагибина И. М., Михайловский Ю. К., Фотографические и фотоэлектрические спектральные приборы и техника эмиссионной спектроскопии, Л., 1981; Новые методы спектроскопии, Новосиб., 1982; Современные тенденции в технике спектроскопии, под ред. Г. Н. Раутиана, Новосиб., 1982; Сокова И. В., Оптические спектральные приборы, М., 1984; Гершун М. А., Егорова Л. В., Спектрометры с селективной интерференцией, «Оптико-мех. пром.», 1987, № 4, с. 47; Светосильные спектральные приборы. Сб., под ред. К. И. Тарасова, М., 1988; Приборы спектральные оптические. Термины и определения. ГОСТ 27176—86.

В. А. Никитин.

СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ ПРИЗМЫ (дисперсионные призмы) — одна из групп *призм оптических*; служат для пространственного разделения (разложения в спектр) излучений оптич. диапазона на монохроматич. составляющие, различающиеся длинами волн. Разделение лучей на монохроматич. составляющие является результатом зависимости угла отклонения θ луча, проходящего через призму (рис. 1), от показателя преломления материала призмы n, различного для разных длин

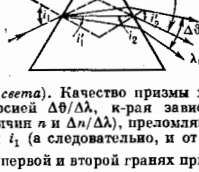


Рис. 1. Ход лучей в простой трёхгранной призме.

волн λ (см. *Дисперсия света*). Качество призмы характеризуется угл. дисперсией $\Delta\theta/\Delta\lambda$, к-рая зависит от материала призмы (величин n и $\Delta n/\Delta\lambda$), преломляющего угла α и угла падения i_1 (а следовательно, и от углов преломления i_1' и i_2' на первой и второй гранях призмы):

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = \frac{\sin\alpha}{\sin i_1' \cos i_2'} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta\lambda}.$$

Для изготовления призм используют материалы с большой дисперсией, прозрачные в исследуемой области спектра, с высокой оптич. однородностью и изотропностью. В зависимости от исследуемой области спектра применяются С. п.: из стекла (чаще всего флинта) — для видимой области; кристаллич. кварца, флюорита и др.— для УФ-области; фтористого лития, хлористого магния и др.— для ИК-области.

Существует неск. видов наиб. употребительных С. п.

1. Простая трёхгранная призма (рис. 1) используется как самостоят. диспергирующий элемент в спектральных приборах, а также является осн. составной частью всех более сложных призменных систем. В спектральном приборе призму устанавливают так, чтобы линия пересечения её преломляющих граней (преломляющее ребро) была параллельна входной щели. Двугранный угол α, образованный рабочими гранями призмы, наз. преломляющим углом.

Обычно он равен 60°. Угол отклонения луча после прохождения призмы: $\theta = i_1 + i_2' - \alpha$. Условие симметричного хода лучей через призму $i_1 = i_2'$ и $i_1' = i_2 = \alpha/2$. Угл. протяжённость участка спектра от коротковолновой ($\lambda_{кор}$, n_1) до длинноволновой границы ($\lambda_{дл}$, n_2):

$$\Delta\theta = (n_1 - n_2)2\sin(\alpha/2) \Big/ \sqrt{1 - \overline{n}^2_{ср} \sin^2(\alpha/2)},$$

где $n_{ср} = (n_1 + n_2)/2$.

При увеличении угла α и показателя преломления n угол отклонения луча θ увеличивается до предельного значения, при к-ром наступает полное внутр. отражение на второй грани призмы и луч из призмы не выходит. Обычно призму устанавливают в положение мин. отклонения, что обеспечивает получение макс. разрешающей способности, отсутствие астигматизма и угл. увеличения. Для данных α и n при симметричном ходе лучей в призме угол отклонения θ мин. значение принимает при условии:

$$\theta_{мин} = 2\arcsin[n\sin(\alpha/2)] - \alpha,$$

т. е. для разл. длин волн мин. отклонение происходит при разл. положении призмы по отношению к падающему пучку лучей.

Разновидностью простой трёхгранной призмы является п р и з м а К о р н ю (рис. 2, *а*), представляющая собой соединение на *оптическом контакте* двух

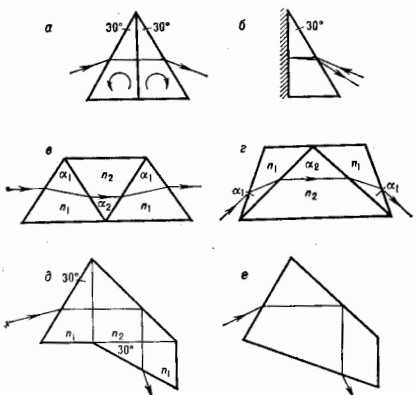


Рис. 2. Спектральные призмы: *а* — призма Корню; *б* — призма Литтрова; *в* — призма Амичи; *г* — призма Розерфорда — Броунинга; *д* — призма Аббе (составная); *е* — призма Аббе (из целого куска).

прямоуг. призм с преломляющим углом 30°, вырезанных из лево- и правовращающего кварца с общим направлением оптич. оси параллельно основаниям призм (см. *Оптическая активность*, *Оптически активные вещества*). В результате после прохождения луча через лево- и правовращающие части призмы *вращение плоскости поляризации* оказывается скомпенсированным и, следовательно, *двойное лучепреломление* отсутствует, что улучшает качество изображения спектральных линий. В автоколлимац. приборах (см. *Автоколлимация*) того же эффекта достигают, применяя одиу половину призмы Корню, большой катет к-рой покрыт отражающим слоем (п р и з м у Л и т т р о в а, рис. 2, *б*). Дисперсия такой призмы равна дисперсии одной призмы с $\alpha = 60°$, установленной в положение мин. отклонения.

2. П р и з м а Р о з е р ф о р д а — Б р о у н и н г а (рис. 2, *г*) состоит из трёх частей. Между двумя одиночными призмами с небольшим преломляющим углом α_1 (~25°), изготовленными из стекла с малым показателем преломления и малой дисперсией (крон), находится призма с большим преломляющим углом α_2 (100°), изготовленная из стекла с большим показателем преломления и с большей дисперсией (флинт). Все три призмы склеены между собой либо соединены на оптич. контакт. Назначения боковых призм — уменьшить потери на отражение за счёт уменьшения угла падения на первую грань. Призма Розерфорда — Броунинга выгодно отличается от одиночной призмы большей дисперсией (в 1,5—2 раза), а при заданной дисперсии — меньшими потерями на отражение. Но при той же ширине пучка излучения длина хода лучей в этой призме больше, чем в одиночной, и её применение малоэффективно в УФ-области спектра, где поглощение в тяжёлых флинтах заметно возрастает.

3. П р и з м а п р я м о г о з р е н и я (призма Амичи) состоит из трёх или более трёхгранных призм (рис. 2, *в*) и обладает тем свойством, что для нек-рой длины волны угол отклонения лучей равен нулю. Ср. призма изготовляется из флинта, две боковые из крона. При заданных значениях показателей преломления призм n_1 и n_2 для данной длины волны имеет место такое соотношение между углами призм α_1 и α_2, при к-ром угол отклонения для всех системы $\theta = 0$; благодаря этому в приборах с призмой Амичи оптич. ось не имеет излома. При этом излучение более коротких длин волн отклоняется в сторону основания ср. призмы, а более длинноволновое — в сторону её вершины. Призма Амичи не даёт столь высокой дисперсии, как призма Розерфорда — Броунинга, а из-за длинного хода лучей в призме Амичи поглощается больше лучистой энергии, чем в одиночной призме. Поэтому призмы прямого зрения получили ограниченное распространение. Их используют в спектроскопах и спектрографах малой дисперсии, когда совпадение осей объективов камеры и коллиматора позволяет разместить детали прибора в прямой трубе.

4. П р и з м а А б б е (рис. 2, *д*) — призма постоянного угла отклонения, состоит из двух 30-градусных прямоуг. призм, приклеенных к катетным граням равнобедренной прямоуг. призмы, из того же материала ($n_1 = n_2$). Поэтому равнобедренная прямоуг. призма на дисперсию влияния не оказывает, выполняет роль зеркала и эквивалентна плоскопараллельной пластинке. Дисперсия света в призме Аббе происходит лишь на гранях полупризм. При условии мин. отклонения углы входа лучей в призму Аббе и выхода из неё равны по абс. величине и противоположны по знаку. Поэтому луч, проходящий через призму Аббе в минимуме отклонения, покидает её, образуя независимо от длины волны прямой угол с лучом, входящим в призму. Вращая призму вокруг нек-рой вертикальной оси, можно привести к условию мин. отклонения лучи разл. длин волн. По угл. дисперсии и потерям на отражение эта система эквивалентна одиночной призме с преломляющим углом 60°. Чтобы избежать склеивания отд. частей, призму Аббе иногда делают в виде целого стеклянного блока из одного материала (рис. 2, *е*). При работе в УФ-области вместо призмы полного внутр. отражения используют зеркало.

5. П р и з м а Ф е р р и наряду с разложением в спектр пучка лучей обеспечивает и их фокусировку. Это достигается в результате того, что рабочие грани призмы искривлены и одна из них с нанесёнными на неё металлич. покрытием является зеркалом. При радиусе кривизны выходной поверхности R спектр

располагается на окружности радиуса 0,5 R. Однако призма Ферри обладает значит. астигматизмом и может применяться только в приборах с малой апертурой.

До 1970-х гг. С. п. широко применялись в *спектральных приборах* разл. типов. В 1970—80-х гг. серьёзным конкурентом С. п. стали *дифракционные решётки*. Однако С. п. продолжают использоваться в простых спектральных приборах, предварит. *монохроматорах*, а также в качестве разделителей порядков в приборах с решётками. Призмы также с успехом используются в качестве селекторов в резонаторах твердотельных и жидкостных лазеров.

Лит.: Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Лебедева В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; Сокольников И. В., Оптические спектральные приборы, М., 1984. *Л. Н. Капорский.*

СПЕКТРА́ЛЬНЫЙ АНА́ЛИЗ — совокупность методов определения элементного и молекулярного состава и строения веществ по их спектрам. С помощью С. а. определяют как осн. компоненты, составляющие 50—60% вещества анализируемых объектов, так и незначит. примеси в них (до 10^{-5}—10^{-8}% и менее). С. а. — наиб. распространённый аналитич. метод, св. 20—30% всех анализов выполняется с помощью этого метода, в т. ч. контроль состава сплавов в металлургии, автомоб. и авиац. пром-сти, технологии переработки руд, анализ экологич. объектов и материалов высокой чистоты, хим., биол. и мед. исследования. Особо важное значение С. а. имеют при поисках полезных ископаемых.

Основа С. а.— *спектроскопия* атомов и молекул; его классифицируют по целям анализа и типам спектров. В атомном С. а. (АСА) определяют элементный состав образцов по атомным (ионным) спектрам испускания и поглощения; в молекулярном С. а. (МСА) — молекулярный состав вещества по молекулярным спектрам поглощения, испускания, отражения, *люминесценции* и *комбинационного рассеяния света*. Эмиссионный С. а. проводят по спектрам испускания возбуждённых атомов, ионов и молекул. Абсорбционный С. а. осуществляют по спектрам поглощения анализируемых объектов. В С. э. часто сочетают неск. спектральных методов, а также применяют др. аналитич. методы, что расширяет возможности анализа. Для получения спектров используют разл. типы спектральных приборов в зависимости от целей и условий анализа. Обработка эксперим. данных может производиться на ЭВМ, встроенных в спектральный прибор.

Атомный спектральный анализ

Различают два осн. варианта атомного С. а.— атомно-эмиссионный (АЭСА) и атомно-абсорбционный (ААА).

Атомно-эмиссионный спектральный анализ основан на зависимости $I = f(c)$ интенсивности I спектральной линии испускания (эмиссии) определяемого элемента x от его концентрации в анализируемом объекте:

$$I_x = \frac{1}{4\pi} A_{qp} n_q h\nu_{qp}, \qquad (1)$$

где A_{qp} — вероятность квантового перехода из состояния q в состояние p, n_q — концентрация атомов, находящихся в состоянии q в источнике излучения (исследуемом веществе), ν_{qp} — частота *квантового перехода*.

Если в зоне излучения выполняется *локальное термодинамическое равновесие*, концентрации электронов $n_e > 10^{14}$—10^{15} и их распределение по скоростям максвелловское, то

$$n_q = n_a \frac{g_q}{Z} \exp(-\mathscr{E}_q/kT), \qquad (2)$$

где n_a — концентрация невозбуждённых атомов определяемого элемента в области излучения, g_q — *статистический вес* состояния q, Z — *статистическая сумма* по состояниям q, причём $Z = \sum_{q=0}^{n} g_q \exp(-\mathscr{E}_q/kT)$, $\mathscr{E}_q$ — энергия возбуждения уровня q. Т. о., искомая концентрация n_a — ф-ция темп-ры, к-рая практически не может строго контролироваться. Поэтому обычно измеряют интенсивность аналитич. линии относительно нек-рого внутр. стандарта, присутствующего в анализируемом объекте в известной концентрации $n_{ст}$. Если стандартная линия близка к аналитической, то $I_x/I_{ст} = Kn_a$ (K — постоянная величина). Эта зависимость используется в С. а. в тех случаях, когда отсутствует самообращение используемых линий.

В АЭСА применяются в осн. *спектральные приборы* с фоторегистрацией (спектрографы) и фотоэлектрич. регистрацией (квантометры). Излучение исследуемого образца направляется на входную щель прибора с помощью системы линз, попадает на диспергирующее устройство (призма или дифракц. решётка) и после монохроматизации фокусируется системой линз в фокальной плоскости, где располагается фотопластинка или система выходных щелей (квантометр), за к-рыми установлены фотоэлементы или фотоумножители. При фоторегистрации интенсивности линий определяют по плотности почернения S, измеряемой микрофотометром:

$$S = \gamma \log It^p,$$

где p — т. н. константа Шварцшильда, γ — фактор контрастности; t — время экспозиции.

В АЭСА исследуемое вещество должно находиться в состоянии атомного газа. Обычно атомизация и возбуждение атомов осуществляются одновременно — в источниках света. Для анализа металлов, сплавов и др. проводников чаще всего используют *дуговой разряд* или *искровой разряд*, где в качестве электродов служат сами анализируемые пробы. Дуговой разряд применяется и для анализа непроводящих веществ. В этом случае порошкообразную пробу помещают в углубление в графитовом электроде (метод испарения) или с помощью разл. устройств вводят порошок в плазму дугового разряда между горизонтально расположенными графитовыми электродами. Применяется также введение порошкообразных проб в дуговые *плазмотроны*.

При АЭСА растворов в качестве источников возбуждающего света применяют пламя горючих газов (смеси ацетилен — кислород, ацетилен — закись азота и др.). В качестве источников света начали использовать также *безэлектродный разряд* и особенно индуктивносвязанную плазму. Во всех случаях раствор в виде аэрозоля потоком аргона вводят в зону возбуждения спектра (темп-ра 2500—3000 К в пламёнах и 6000—10000 К в плазме разряда), где происходит высушивание, испарение и атомизация аэрозоля.

Процесс атомизации в методах АЭСА обычно носит термич. характер, что позволяет сделать нек-рые обобщения. В реальных условиях, учитывающих кинетику процесса, для частиц, находящихся в зоне с темп-рой $T > T_{кип}$ ($T_{кип}$ — темп-ра кипения), зависимость кол-ва испарившихся частиц от времени описывается ур-нием:

$$\int_0^r r^3 = 6 D \sigma p M^2 t (\beta R T)^2,$$

где r — радиус частицы, D — коэф. диффузии, σ — поверхностное натяжение раствора, p — давление насыщенных паров, M — мол. масса, β — плотность. Пользуясь этим ур-нием, можно найти кол-во вещества, испарившееся за время t.

Если при этом молекула состоит из элементов n_1 и n_2, то степень атомизации может быть рассчитана по ур-нию:

$$\frac{n_1}{n_{мол}+n_1} = \frac{1{,}88 \cdot 10^{20}}{n_2} \cdot \frac{Z_1 Z_2}{Z_3} \left(\frac{M_1 M_2}{M_{мол}}\right)^{3/2} T^{3/2} \cdot \exp(-\mathscr{E}/kT),$$

где M_1 и M_2 — ат. массы элементов n_1 и n_2; Z_1 и Z_2 — статистич. суммы по состояниям этих элементов, $M_{мол}$ — мол. масса атомизирующейся молекулы, Z_3 — статистич. сумма по её состояниям, $\mathscr{E}$ — энергия диссоциации молекулы. Такого типа расчёты позволяют найти концентрацию атомов определяемого элемента n_3 в ур-нии (2) и определить её связь с интенсивностью аналитич. линии. Необходимость учитывать взаимодействие определяемого элемента с окружающей средой, др. компонентами анализируемого вещества, ионизацию атомов определяемого элемента и др. эффекты значительно усложняет картину испарения и атомизации исследуемого вещества. С целью облегчения С. а. создаются спец. программы расчёта на ЭВМ достаточно сложных реакций в газовой и конденсированных фазах при заданных темп-ре и давлении.

В источниках излучения чаще всего не соблюдается термодинамич. равновесие, поэтому эти расчёты могут использоваться лишь при выборе оптим. условий анализа. В АЭСА применяют эмпирич. метод, заключающийся в эксперим. построении аналитич. ф-ции $I_x/I_{ст} = f(c)$ с помощью серии стандартных образцов анализируемого материала с заранее точно известными содержаниями определяемого элемента. Такие образцы либо изготовляют специально, либо заранее в неск. образцах устанавливают концентрацию этого элемента точными методами. Измеряя затем аналитич. сигнал $I_x/I_{ст}$, находят содержание определяемого элемента в пробе.

Структура и физ.-хим. свойства анализируемого и стандартного объектов могут оказаться неадекватными (различны, напр., условия парообразования степени атомизации, условий возбуждения). Эти различия приходится учитывать при С. а. В таких случаях используют метод факторного статистич. планирования эксперимента. В результате экспериментов получают т. н. ур-ния регрессии, учитывающие влияние на интенсивность аналитич. линий концентраций всех элементов, составляющих пробу, и устанавливают концентрацию анализируемого элемента с помощью этих ур-ний. Совр. многоканальные квантометры позволяют одновременно измерять интенсивность большого числа спектральных линий. На основе этих эксперим. данных с помощью ЭВМ можно решать довольно сложные случаи анализа, однако за счёт измерения неск. линий случайная погрешность определения С. возрастает.

Атомно-абсорбционный анализ (ААА) основан на зависимости аналитич. сигнала (абсорбционности) $A = \log I_{0\nu}/I_\nu$ (где I_ν, $I_{0\nu}$ — интенсивности падающего и прошедшего сквозь образец света) от концентрации (*Бугера — Ламберта — Бера закон*):

$$A = \varepsilon x p(-k_\nu l n),$$

где k_ν — коэф. поглощения на частоте ν, l — эфф. длина светового пути в области поглощения, n — концентрация атомов анализируемого элемента в парах.

Схема установки ААА включает: независимый источник излучения света с частотой ν, равной частоте аналитич. линии определяемого элемента; атомизатор, преобразующий пробу в атомарный пар; спектрофотометр. Свет, прошедший сквозь атомный пар, системой линз направляется на входную щель спектрофотометра, интенсивность аналитич. спектральной линии I_ν и $I_{0\nu}$ на выходе регистрируется фотоэлектрич. методом. Поскольку *естественная ширина спектральной линии* постоянна, зависит только от времени жизни возбуждённого состояния и обычно пренебрежимо мала, разница контуров линии испускания и поглощения определяется в осн. допплеровским $\Delta\nu_D$ и лоренцевским $\Delta\nu_L$ уширениями:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c}\sqrt{2\ln(2RT)/A},$$

$$\Delta\nu_L = K\sigma^2 p\sqrt{\frac{2}{\pi RT}\left(\frac{1}{m}+\frac{1}{M}\right)}$$

(здесь p — давление, c — скорость света, m — атомная, M — молекулярная массы, σ^2 — эфф. *сечение* столкновений, приводящих к уширению, K — константа). Т. о., ширины контуров линий поглощения и испускания могут быть различными в зависимости от давления, темп-ры и состава газовой фазы в источнике излучения и в поглощающей ячейке, что отразится на виде ф-ции $A = \varphi(c)$ и может привести к неоднозначности результатов С. а. До нек-рой степени это удаётся устранить достаточно сложными приёмами. В методе Уолша применяют лампы с полым катодом (ЛПК), к-рые излучают спектральные линии значительно более узкие, чем линии поглощения атомов определяемых элементов в обычных поглощающих ячейках. В результате зависимость $A = \varphi(c)$ в довольно широких пределах значений A (0 — 0,3) оказывается простой линейной ф-цией.

В качестве атомизатора в ААА используют разл. пламёна на основе смесей водород — кислород, ацетилен — воздух, ацетилен — закись азота и др. Анализу подвергают аэрозоль раствора пробы, вдуваемый в горящее пламя. Последовательно измеряют интенсивности I_x и I_0 света, прошедшего сквозь пламя во время подачи аэрозоля и без его подачи. В совр. приборах измерение I_x и I_0 автоматизировано. В нек-рых случаях процессы испарения и последующей атомизации пробы из-за низкой темп-ры пламён ($T \sim 3000$ К) в газовой фазе происходят не полностью. Процессы испарения частиц аэрозоля и степень атомизации в пламени сильно зависят также от состава пламени (соотношения горючего и окислителя), а также от состава раствора аэрозоля. Хорошую воспроизводимость аналитич. сигнала (в лучших случаях S_r составляет 0,01—0,02) удаётся получать, применяя в качестве источников ЛПК, излучение к-рого обладает высокой стабильностью, и осуществляя процессы испарения и атомизации в пламени.

В ААА (как и в АЭСА) эмпирически строят зависимость $A = \varphi(c)$ с помощью образцов, содержащих точно известные кол-ва определяемого элемента. Если общий состав этих образцов идентичен анализируемым, то систематич. погрешность может практически отсутствовать. В противном случае из-за указанных влияний на стадии испарения аэрозоля и атомизации возможны большие ошибки анализа. Существ. роль при этом играют и дисперсность аэрозоля и качество распыляющего устройства.

ААА с пламённой атомизацией широко применяется в промышленности, медицине, экологии и др. Наиб. успешно производится определение щелочных, щёлочноземельных металлов, серебра, меди, железа, марганца.

Существуют разл. методы с непламённой атомизацией (напр., с использованием дугового, искрового, в т. ч. СВЧ-, разрядов). Однако наиб. распространение получил метод с электротермич. атомизацией проб (ЭТА). В этом методе атомизатор представляет собой трубчатую графитовую печь сопротивления, нагреваемую в атмосфере аргона электрич. током. Раствор пробы вводится сквозь отверстие на внутр. стенку печи или графитовую пластинку внутри печи, где проба высушивается, проходит термообработку, и затем пары поступают в раскалённую полость печи. При такой обработке пробы атомизация происходит полностью.

Свет от ЛПК направляется вдоль оси графитовой трубки, проходит сквозь атомные пары и попадает на входную щель спектрофотометра. Интенсивности I_x и I_0 регистрируются фотоэлектрич. приёмником. Благодаря быстрому разогреву печи на стадии атомизации, импульсному поступлению паров в зону поглощения света и малому объёму этой области мгновенная концентрация атомов значительно выше, чем при пламённой атомизации. Если при этом используется малоинерционная регистрация поглощения, то пределы обнаружения элементов резко (на 4—5 порядков) улучшаются. Поэтому метод ААА с электротермич. атомизацией особенно хорошо применять при определении

микроколичеств. Так, напр., кадмий, цинк, медь, серебро с помощью этого метода регистрируются в кол-вах $\sim 10^{-13}$—10^{-14} г; при массе пробы 0,001—0,005 г ато составляет 10^{-8}—10^{-9}%, что является рекордным для аналитич. методов. Кроме того, с помощью метода ААА возможен непосредственный (без растворения) анализ нек-рых веществ, однако при этом возникают трудности с градуировкой и несколько ухудшается воспроизводимость. Тем не менее метод нашёл применение при определении примесей кремния, железа, кальция и т. п. в веществах высокой чистоты, что важно, напр., при контроле качества материалов для полупроводниковой техники, оптоэлектроники и др.

В ААА с электротермич. атомизацией кроме графитовых трубчатых печей используют, напр., атомизаторы в виде вольфрамовой спирали. Они дают возможность обнаружить мн. элементы, содержание к-рых в растворе 10^{-14}—10^{-15} г. Совр. установки для ААА позволяют производить анализ (с погрешностью не выше 0,05—0,1) в пробах, содержание определяемых элементов в к-рых $\sim 10^{-5}$—10^{-7}%.

Наиб. чувствительным С. а. является анализ с лазерным возбуждением спектра (для этого применяют перестраиваемые лазеры на красителях). Техника атомизации в этом случае мало отличается от используемой в ААА. Благодаря монохроматичности и высокой мощности излучения лазера возбуждается значительно большее число атомов определяемого элемента, чем при термич. возбуждении. Чувствительность обнаружения элементов при лазерном возбуждении чрезвычайно высока. Есть сведения, что удалось определять свинец в воде при содержаниях до 10^{-10}% (1 пкг/мл).

Лит.: Зайдель А. Н., Основы спектрального анализа, М., 1965; Львов Б. В., Атомно-абсорбционный спектральный анализ, М., 1966; Русанов А. К., Основы количественного спектрального анализа руд и минералов, 2 изд., М., 1978; Спектральный анализ чистых веществ, Л., 1971; Лазерный аналитическая спектроскопия, М., 1986. *В. В. Недер.*

Молекулярный спектральный анализ

С помощью молекулярного С. а. (МСА) осуществляют качественное (идентификация) и количественное определения индивидуальных веществ или вещества в смесях. Это могут быть известное молекулярное вещество, новые стабильные и нестабильные молекулы и частицы (ионы, радикалы и др.), разл. конформеры одних и тех же молекул. Методом МСА исследуют вещества в любых агрегатных состояниях, растворах, плазме, адсорби. слое и т. д. в широком диапазоне темп-р (от близких к абс. нулю до сотен и тысяч градусов). Информативность метода определяется строгой индивидуальностью спектров молекул, а сочетание методов анализа по неск. видам спектров ещё более увеличивает надёжность определения состава анализируемой пробы. Установлены общие закономерности, связывающие спектры веществ с их строением.

Методы МСА основаны на сравнении измеренных *молекулярных спектров* исследуемого образца со стандартными спектрами индивидуальных веществ (или расчётными спектрами, когда спектры индивидуальных соединений неизвестны). Используют все виды молекулярных спектров, характеризующих взаимодействие вещества с эл.-магн. излучением (спектры поглощения, испускания, рассеяния, отражения, вращения плоскости поляризации, фотоэлектронной эмиссии). Измерения могут производиться в широком диапазоне длин волн — от 10^{-12} м (γ-излучение) до 10^3 м (радиоволны; диапазон частот 10^{18}—10^9 Гц).

Молекулярный спектр является однозначной характеристикой молекулы, определяется её свойствами в целом, её структурой и свойствами входящих в неё атомов. В МСА используют электронные спектры (спектры поглощения в УФ- и видимой областях, спектры люминесценции), колебат. спектры (ИК-спектры поглощения и испускания, спектры комбинац. рассеяния), вращат. спектры (микроволновые), а также электронно-колебат. и колебательно-вращат. спектры и, кроме того, др. виды спектров: рентгеновские (см. *Рентгеноспектральный анализ*), γ-спектры (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*), фотоэлектронные спектры (см. *Фотоэлектронная спектроскопия*), спектры *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР), *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), *ядерного квадрупольного резонанса* (ЯКР).

Для целей МСА могут служить и др. методы исследований: для оптически активных молекул — дисперсия вращения плоскости поляризации, *поляриметрия* и электронный и колебательный *круговой дихроизм*. (в УФ-, видимой и ИК-областях, в спектрах КР). С появлением лазеров ствли интенсивно развиваться методы С. а., основанные на нелинейных эффектах, возникающих при взаимодействии вещества с лазерным излучением большой мощности; к ним относятся *когерентное рассеяние света*, вынужденное комбинац. рассеяние света (в т. ч. гиперкомбинац. рассеяние света, инверсное, усиленное поверхностью и др. виды комбинац. рассеяния света; см. также *Нелинейная спектроскопия*). Чувствительность МСА возросла как благодаря применению лазеров, так и за счёт использования новых методов регистрации спектров (многоканальные методы, в первую очередь фурье-спектроскопия, фотоакустич. спектроскопия) и применения низких температур (матричная изоляция, сверхзвуковые молекулярные пучки и др.). В нек-рых случаях МСА позволяет определять вещества в кол-ве до 10^{-12} г.

Качественный МСА позволяет по молекулярным спектрам идентифицировать индивидуальные вещества или устанавливать молекулярный состав исследуемого образца. Наиб. специфичны спектры веществ, содержащих в определ. интервале частот исследуемого диапазона большое число спектрально разрешённых линий или полос (число полос во вращат. спектрах газообразных веществ в микроволновом диапазоне достигает $\sim 10^5$).

Для повышения информативности МСА в нек-рых случаях измерение спектров комбинируют с др. методами идентификации веществ, напр. сочетают ИК-спектрометр и газовый хроматограф, что позволяет получать спектры индивидуальных компонент сложной смеси веществ. В связи с развитием фурье-спектроскопии, резко повысившей чувствительность ИК-спектрометров поглощения, стало возможным измерять спектры отд. хроматографич. фракций при содержании исследуемого вещества $\sim 10^{-9}$ г. Сочетание ИК-спектрометров и спектрометров комбинац. рассеяния с микроскопом даёт возможность получать спектры микрообразцов размером ~ 1 мкм и исследовать распределение веществ на поверхности гетерогенных образцов.

Разновидностью МСА является структурно-групповой анализ, позволяющий определять в смеси не отдельные вещества, а классы веществ, имеющих общий спектральный признак, напр. органич. кислоты и кетоны. Метод основан на наличии в молекулярных спектрах т. н. *характеристических частот*. Наиб. ярко это проявляется в колебат. спектрах. Напр., для всех нитрилов, содержащих группу C≡N, в спектре появляется полоса в области 2200—2300 $см^{-1}$, для всех тиоспиртов с группой S — H в спектре появляются полосы в области 2500—2600 $см^{-1}$, в спектрах всех органич. кислот имеются принадлежащие группе COOH полосы в области 1600—1750 $см^{-1}$.

Метод структурно-группового анализа позволяет определить класс, к к-рому принадлежит вещество, и наличие тех или иных функциональных групп. Так, в промышленности применяется метод анализа нефтяных фракций на содержание непредельных углеводородов по спектрам комбинац. рассеяния света.

Качественный МСА производят путём сравнения получаемого спектра со стандартными спектрами. Созданы библиотеки, включающие десятки тысяч спектров. Анализ существенно ускоряется и упрощается при использовании ЭВМ, в память к-рой вводятся стандартные спектры. В ЭВМ сравнение может вестись как по

всему спектру, так и по отд. спектральным признакам, измеряемые спектры можно вводить непосредственно в память ЭВМ. Если в библиотеке искомого спектра нет, то спектр анализируемого вещества сопоставляют с теоретически рассчитанным. С помощью систем «искусств. интеллекта» рассчитывают колебат. спектры для наиб. вероятных структур молекулы на основании заложенных в банк данных сведений о эл.-оптич. и энергетич. параметрах молекул. Методами *квантовой химии* рассчитывают электронные и колебат. спектры достаточно сложных молекул, к-рые также могут использоваться при идентификации веществ.

В науч. исследованиях часто проводят МСА неустойчивых и короткоживущих молекул, а также анализа промежуточных продуктов хим. реакций и изучение их кинетики. Для этой цели разработаны скоростные методы возбуждения и регистрации спектров. Так, с помощью фурье-спектрометров получают ИК-спектры за время до 10^{-3} с, при импульсном лазерном возбуждении — спектры комбинац. рассеяния за время $\sim 10^{-9}$ с, спектры поглощения и флуоресценции за время $\sim 10^{-12}$ с и даже 10^{-15} с (см. *Фемтосекундная спектроскопия*).

При низких темп-рах время жизни неустойчивых молекул возрастает, что позволяет изучать их обычными спектральными методами. Одновременно за счёт сужения линий, сопровождающегося ростом их пиковой интенсивности, а также лучшего разрешения тонкой структуры существенно возрастают чувствительность и информативность спектров. В т. н. методе матричной изоляции исследуют спектры разбавленных твёрдых растворов, когда исследуемое вещество заключено в твёрдой матрице инертного газа (Ne, Ar, Kr, Xe), азота и др. газов при темп-рах ок. 10 К; хорошо разрешённые узкие спектры вещества получают методом молекулярных пучков, когда находящаяся под большим давлением смесь паров вещества и газа-носителя (обычно Ne, Ar) со сверхзвуковой скоростью вытекает через узкое сопло, адиабатически охлаждается до темп-ры ниже 1 К и затем регистрируются спектры. В этом случае могут быть спектроскопически идентифицированы даже такие неустойчивые частицы, как *ван-дер-ваальсовы молекулы*.

Количественный МСА наиб. часто проводят по спектрам поглощения. В основе метода лежит *Бугера — Ламберта — Бера закон*:

$$I = I_0 \exp(-\varepsilon c l), \qquad (3)$$

где I_0 и I — интенсивности падающего и прошедшего через образец излучения, l — толщина слоя, c — концентрация вещества. Коэф. поглощения ε (молярный коэф. погашения) определяет поглощат. способность вещества на частоте излучения. Закон Бугера — Ламберта — Бера можно использовать в МСА только в отсутствие зависимости ε от c, к-рая обычно связана с наличием в растворе *межмолекулярных взаимодействий* (напр., ассоциации). МСА по спектрам поглощения наиб. удобен для растворов и жидкостей; для твёрдых веществ и газов такие измерения более сложны.

На практике обычно измеряют *оптическую плотность*

$$D = \ln(I_0/I) = \varepsilon c l. \qquad (4)$$

Если в смеси имеется n не реагирующих между собой веществ, то оптич. плотность на частоте ν аддитивна: $D_\nu = \sum_{i=1}^{n} D_{i\nu}$. Это позволяет проводить полный или частичный анализ многокомпонентных смесей. При этом задача сводится к измерениям оптич. плотностей в m точках спектра смеси и решению системы ур-ний:

$$D_k = \sum_{i=1}^{n} D_{ki} \quad (k = 1, 2, \ldots, m). \qquad (5)$$

Необходимо знать величины коэф. ε для каждой из компонент смеси при используемых значениях частот. Если соотношение (5) строго не выполняется, для проведения анализа смесей строят градуировочные кривые зависимости D от ε.

Количественный МСА обычно производят с помощью спектрофотометров, измеряющих соотношение I_0/I в широком диапазоне ν. Если полоса поглощения исследуемого вещества изолирована и не перекрывается с др. полосами поглощения смеси, то анализ многокомпонентной смеси может осуществляться по этой полосе (как и для однокомпонентного вещества) по ур-нию (4). Полоса может быть выделена при получении спектра в спектрометре, однако проще и дешевле её выделять с помощью светофильтра. В промышленности используют специализиров. анализаторы, имеющие набор светофильтров.

Количественный МСА по спектрам испускания или комбинац. рассеяния света осуществляют путём сравнения полученных спектров со спектрами эталонных веществ, записанными в тех же условиях. Интенсивность линии определяемого вещества сравнивают с интенсивностью нек-рой линии стандартного вещества (метод «внеш. стандарта») или с интенсивностью линии стандартного вещества, добавляемого к исследуемому в известном соотношении (метод «внутр. стандарта»).

Флуоресцентный МСА основан на сравнении спектров свечения раствора исследуемого вещества со свечением эталонных растворов близкой концентрации. Метод обладает высокой чувствительностью, но уступает методам поглощат. спектроскопии по универсальности и избирательности. При использовании техники замороженных растворов (метод Шпольского; см. *Шпольского эффект*) информативность спектров флуоресценции резко возрастает, т. к. в этих условиях спектры обладают ярко выраженной индивидуальностью и резко различны даже для изомеров и молекул близкого строения. Напр., метод Шпольского даёт возможность проведения качеств. и количеств. анализа сложных смесей ароматич. углеводородов. Благодаря исключительно малой ширине спектральных линий в спектрах Шпольского удаётся достигнуть пороговой чувствительности обнаружения нек-рых ароматич. веществ ($\sim 10^{-11}$ г/см³).

Лит.: Беллами Л., Инфракрасные спектры сложных молекул, пер. с англ., 2 изд., М., 1963; Юденфрейд С., Флуоресцентный анализ в биологии и медицине, пер. с англ., М., 1965; Сильверстейн Р., Басслер Г., Моррил Т., Спектрометрическая идентификация органических соединений, пер. с англ., М., 1977; Эллиашберг М. Е., Грибов Л. А., Серов В. В., Молекулярный спектральный анализ и ЭВМ, М., 1980; Смит А., Прикладная ИК-спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; Вилков Л. В., Пентин Ю. А., Физические методы исследования в химии, т. 1—2, М., 1987—89.

Б. В. Локшин.

СПЕКТРА́ЛЬНЫЙ АНА́ЛИЗ РЕНТГЕ́НОВСКИЙ — см. *Рентгеноспектральный анализ.*

СПЕКТРОГРА́ММА (от *спектр* и греч. grámma — знак, буква) в оптике — функциональная зависимость к.-л. величины, характеризующей вещество или излучение, от спектрального аргумента (энергии фотонов, длины волны λ излучения, волнового числа $\nu = 1/\lambda$ и др.), зарегистрированная *спектральным прибором* в форме графика.

СПЕКТРОГРАФ (от *спектр* и греч. gráphō — пишу) — *спектральный прибор*, в к-ром приёмник излучения регистрирует одновременно весь оптич. спектр, развёрнутый по длинам волн на фокальной поверхности с помощью оптич. системы с диспергирующим элементом (призмой, *дифракционной решёткой*, *эшелеттом*, *эшеллем*). Оптич. схема С. выбирается таким образом, чтобы на фокальной поверхности (желательно — плоскости) изображения входной щели в разных длинах волн были по возможности свободны от аберраций (в отличие от схем *монохроматоров*, где требование отсутствия аберраций относится лишь к изображениям, лежащим на выходной щели прибора).

Приёмниками излучения в С. служат фотогр. материалы, многоэлементные фотоэлектрич. приёмники (в виде «линеек» и «матриц»), *электронно-оптические преобразователи*. Если регистрирующее устройство приспособлено для исследования кинетики быстро меняющихся во времени спектров, то в зависимости от конструкции С. называют кинос пектрографом, спектрохронографом, хронос пектрографом. *В. А. Никитин.*

СПЕКТРОКОЛОРИ́МЕТР — *спектрофотометр*, предназначенный для измерений координат цвета или координат цветности цветовых стимулов (см. *Колориметрия*).

СПЕКТРОМЕ́ТР — в широком смысле устройство для измерений функции распределения (спектра) нек-рой физ. величины f по параметру x. Ф-цию распределения $f(x)$ электронов по скоростям измеряет *бета-спектрометр*, атомов по массам — *масс-спектрометр*, гамма-квантов по энергиям — *гамма-спектрометр*, рентг. фотонов по энергиям, частотам или длинам волн — рентг. спектрометры (см. *Рентгеновская спектральная аппаратура*). При изучении резонансов — ядерного магнитного, электронного парамагнитного и др. — используются радиоспектрометры (см. *Радиоспектроскопия*).

В оптике С. принято называть *спектральные приборы* для измерений оптич. спектров с помощью фотоэлектрич. приёмников излучения. Если при этом в оптич. части применена схема *спектрографа*, то прибор в целом иногда называют спектрограф-спектрометр. *В. А. Никитин.*

СПЕКТРО́МЕТР ПО ВРЕ́МЕНИ ПРОЛЁТА — прибор для измерения скорости v (энергии $\mathscr{E}$) частиц по времени пролёта ими заданного расстояния. Измеряется временной интервал между импульсами от двух *детекторов* частиц (сцинтилляционных, искровых или черенковских), ограничивающих т. н. пролётную базу. Для частицы с известным импульсом $p = mv\sqrt{1 - v^2/c^2}$ (m — масса частицы), к-рый может быть измерен, напр., маги. спектрометром, измерение v позволяет определить m, т. е. идентифицировать частицу. Если масса частицы известна (напр., протон отдачи), С. по в. п. позволяет измерить её импульс. Разрешающая способность по массе $\Delta m/n$ при заданном разрешении по скорости резко ухудшается с ростом энергии $\mathscr{E}$:

$$\Delta m/m = \gamma^2(\Delta\beta/\beta),\ \beta = v/c,\ \gamma = \mathscr{E}/m = (1-\beta^2)^{-1/2}.$$

При временно́м разрешении $\sim 10^{-10}$с и пролётной базе 10^{-2}—10^{3}м можно измерять скорость частиц с точностью $\Delta\beta/\beta = 10^{-3}$—$10^{-4}$. Хотя газовые *черенковские счётчики* дают бо́льшую точность ($\Delta\beta/\beta = 10^{-6}$), С. по в. п. применить удобнее, если скорости частиц лежат в широком диапазоне. Это важно при поисках новых частиц. С. по в. п. сыграли важную роль в экспериментах по обнаружению ядер антигелия $\bar{\text{He}}$ и антитрития $\bar{\text{T}}$ (см. *Антивещество*).

С. по в. п. в сочетании с ускорителями и *импульсными реакторами* может быть использован для измерения не только заряженных, но и нейтральных частиц (нейтронов, К-мезонов и др.). В этом случае начало отсчёта времени задаётся импульсным источником частиц (см. *Нейтронная спектроскопия*).

Лит.: Методы измерения основных величин ядерной физики, сост.-ред. Люк К. Л. Юан и Ву Цзянь-Сюн, пер. с англ., М., 1964; Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц, М., 1970. *Л. Г. Ландсберг.*

СПЕКТРОМЕ́ТРИЯ оптическая (от *спектр* и греч. metréō — измеряю) — совокупность методов и теория измерений спектров эл.-магн. излучения и изучение спектральных свойств веществ и тел в оптич. диапазоне длин волн ($\sim$1 нм — 1 мм). Измерения в С. осуществляются с помощью *спектральных приборов*. Осн. задачи С.: теория спектральных приборов, модельное рассмотрение условий измерений в типовых вариантах, разработка критериев сравнения приборов, способов оптимизации условий и режимов измерений с целью получения наиб. точных результатов за наим. время.

Теоретические основы спектрометрии. Оптич. сигнал $u(t)$ во времени t может быть представлен преобразованием Фурье в виде линейной комбинации гармонич. сигналов с частотами ν:

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu)\exp(i2\pi\nu t)d\nu,$$

где

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t)\exp(-i2\pi\nu t)dt.$$

При таком рассмотрении измерение спектра сводится к нахождению амплитуд и фаз комплексной ф-ции $S(\nu)$, описывающей спектр сигнала $u(t)$. Реальные возможности измерений связаны с рядом ограничений и альтернатив. Во-первых, приёмники излучения реагируют не на интенсивность излучения, а на поток, пропорциональный произведению $S(\nu)\cdot S^*(\nu) = |S(\nu)|^2$. Во-вторых, в обычной (не лазерной) С. излучение чаще всего некогерентно, т. к. испускается большим числом элементарных излучателей со случайными амплитудами и фазами (об особенностях С. когерентного излучения см. в ст. *Лазер*, *Лазерная спектроскопия*). Поэтому $u(t)$ — случайная ф-ция и, следовательно, $S(\nu)$ — случайная величина. Для детерминиров. описания случайного процесса излучения рассматривают спектр его мощности:

$$\Phi(\nu) = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\left|\int_{-T}^{T} u(t)\exp(-i2\pi\nu t)dt\right|^2.$$

Именно такой спектр измеряют с помощью реальных приёмников. Обратным преобразованием Фурье от $\Phi(\nu)$ является автокорреляц. ф-ция сигнала $u(t)$:

$$I(\tau) = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} u(t+\tau)u^*(t)dt.$$

Ф-ции $\Phi(\nu)$ и $I(\tau)$ связаны между собой преобразованиями Фурье:

$$\Phi(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\tau)\exp(-i2\pi\nu\tau)d\tau,$$

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\nu)\exp(i2\pi\nu\tau)d\nu.$$

Т. о., исходный процесс $u(t)$ может быть описан любой из ф-ций $\Phi(\nu)$ и $I(\tau)$, несущих в разной форме одно и то же кол-во информации. В связи с этим возможны два типа измерит. систем в С.

В приборах, измеряющих непосредственно спектр $\Phi(\nu)$, излучение направляется на устройство, обладающее свойством спектральной селективности [выделяет узкий интервал $(\nu, \nu + \delta\nu)$], и приёмник регистрирует мощность выделенной спектральной составляющей излучения. Полный спектр $\Phi(\nu)$ получается или последоват. перестройкой частоты — сканированием (одноканальные системы), или одновременным независимым приёмом излучения от мн. интервалов $\delta\nu$ (многоканальные системы).

Во втором варианте С. в процесс распространения излучения вводится переменная временная задержка τ и измеряется автокорреляц. ф-ция $I(\tau)$. Наиб. эффективно это реализуется в двухлучевом *интерферометре Майкельсона* сканированием по *разности хода* $\Delta = c\tau$. Изменения сигнала приёмника при таком сканировании дают интерферограмму $I(\Delta)$, фурье-образ к-рой представляет собой спектр $\Phi(\sigma)$, где σ — волновое число ($\sigma = 1/\lambda = \nu/c$, λ — длина волны). [Подробнее см. в ст. *Фурье-спектрометр*. Ниже рассматриваются методы измерения $\Phi(\nu)$.]

Инструментальный контур. Модельные описания процессов измерений в С. основываются на представлениях теории *линейных систем*. Спектральный прибор воздействует на измеряемый спектр — входной сигнал $\Phi_{вх}(\lambda)$, поэтому наблюдаемый спектр $\Phi_{вых}(\lambda)$ описывается в общем виде интегралом

$$\Phi_{вых}(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{вх}(\lambda) \cdot A(\lambda, \lambda') d\lambda, \qquad (1)$$

где $A(\lambda,\lambda')$ — *аппаратная функция* (АФ), или инструментальный контур, — индивидуальная характеристика измерит. прибора, зависящая от двух переменных: λ — физ. длины волны входящего излучения и λ' — приборной координаты, напр. спектральной шкалы прибора, по к-рой считывается отклик прибора, т. е. ф-ция $\Phi_{вых}(\lambda)$.

Спектральные приборы чаще всего сочетают оптич. систему (формирующую оптич. сигнал на приёмнике, преобразующем его в электрич. сигнал) с приёмно-регистрирующей системой, на к-рую поступает электрич. сигнал. Соответственно общая характеристика прибора A распадается на оптическую и электрическую АФ. Рассмотрим оптич. часть АФ.

Соотношение (1) позволяет указать способ определения контура $A(\lambda,\lambda')$. Пусть входной сигнал представляет собой монохроматич. волну $u(t) = \exp(-i2\pi\nu_0 t)$, спектр к-рой бесконечно узкая спектрвльная линия — дельта-функция $\delta(\lambda_0)$. Тогда

$$\Phi_{вых}(\lambda) = \delta(\lambda_0) \cdot A(\lambda, \lambda') = A(\lambda_0, \lambda'),$$

т. е. АФ есть отклик линейного прибора на δ-воздействие. Для спектральных приборов на основе монохроматоров такая ситуация реализуется при освещении входной щели излучением изолированной спектральной линии с шириной $b_н$, много меньшей спектральной ширины щелей монохроматора. На спектрограмме линия с длиной волны λ_0 изображается прибором в виде контура колоколообразной формы, максимум к-рого располагается на делении шкалы $\lambda' = \lambda_0$, если шкала точна, или на ином значении $\lambda' \neq \lambda_0$, если шкала смещена по к.-л. причинам. Ширина этого инструментального контура соответствует эффективной спектральной ширине щелей $s_{эф}$ (учитывающей вклады дифракции, аберраций, разъюстировок).

Форма измеряемого контура может быть различной. При сужении щелей до размеров дифракц. уширения («нормальные» щели) контур A приближается к виду $\sin c^2\lambda = (\sin\lambda/\lambda)^2$. В другом крайнем случае при достаточно широких щелях контур A приближается к треугольному; это объясняется тем, что контур A соответствует изменению сигнала приёмника при сканировании изображения входной щели поперёк выходной, при этом происходит свёртка двух П-контуров, к-рая и даёт в результате треугольный контур: $\Pi * \Pi = \Lambda$. При промежуточных значениях ширин щелей треугольный контур сглаживается, что обычно удовлетворительно аппроксимируется гауссовой ф-цией (если аберрации не вносят асимметрии). Существенно подчеркнуть, что в рассматриваемом случае аппаратная ф-ция A имеет ширину $s_{эф}$ в спектральных единицах (в шкале прибора λ'), но весь её контур соответствует одной физ. длине волны λ_0 монохроматич. входящего излучения.

Если входящее излучение содержит ряд линий в нек-ром диапазоне длин волн и каждая из них отображается прибором в виде контуров одинаковой формы, то говорят, что такой прибор обладает свойством спектральной инвариантности в данном диапазоне. В этом случае ф-ция A зависит только от разности аргументов; обозначим её: $a(\lambda - \lambda')$. Для такой ф-ции интеграл (1) описывает операцию свёртки: $\Phi_{вых} = \Phi_{вх} * a$. Допущение об инвариантности является исходным в большинстве теоретич. работ по С. Но в реальных широкодиапазонных приборах (со сменными дифракц. решётками) инвариантность в рабочих режимах нередко не соблюдается, что приходится принимать во внимание при решении обратных задач — восстановления истинного спектра по измеренному.

Для линейчатого спектра на входе вводится характеристика прибора, называемая разрешением (возможность раздельного наблюдения двух близких линий равной интенсивности). Разрешение численно равно ширине ф-ции a, т. е. значению $s_{эф}$, т. к. при сближении двух линий λ_1, λ_2 до расстояния $s_{эф} = |\lambda_1 - \lambda_2|$ их инструментальные контуры a_1 и a_2 или сливаются в трапецеидальный контур (при треугольной форме a), или разделяются лишь небольшим провалом (при дифракц. форме a; *Рэлея критерий*). Отношение длины волны к разрешению наз. *разрешающей способностью*: $R = \lambda/s_{эф}$, где $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$.

Кроме отклика на одиночную δ-функцию на входе важное значение для полноты модельного описания имеет др. предельный случай, когда входной сигнал обладает сплошным спектром (бесконечная последовательность δ-функций). Тогда при фиксиров. положении всех оптич. элементов монохроматора (при остановленном сканировании) в фокальной плоскости образуется континуум монохроматич. изображений входной щели, последовательно смещённых за счёт угл. дисперсии. Суперпозиция этой последовательности на выходной щели соответствует операции свёртки, в результате к-рой формируется выходящий поток. Контур его спектра, в отличие от АФ, наз. ф-цией пропускания (ФП). Длина волны, соответствующая максимуму ФП, наз. длиной волны настройки λ', ширина контура ФП наз. выделяемым спектральным интервалом $\delta\lambda$, отношение $\lambda'/\delta\lambda$ — селективностью C.

Зная отклики прибора на два осн. вида тестовых сигналов — δ-функцию и сплошной фон, можно применять интеграл (1) к описанию измерений двух осн. видов спектров — излучения и поглощения (точнее — пропускания, т. к. обычно измеряется не поток, поглощённый в веществе, а прошедший или отражённый поток). Спектр потока $\Phi_{вх}(\lambda)$ представляется суперпозицией линий или полос, описываемых произведениями нек-рой пост. величины на нормированную к единице ф-цию распределения $f(\lambda) \leqslant 1$:

$$\Phi(\lambda) = \Phi_{макс} \cdot f(\lambda) — \text{спектры излучения},$$

$$\Phi(\lambda) = \Phi_0[1 - f(\lambda)] — \text{спектры поглощения}.$$

Одиночная полоса в силу особенностей происхождения спектров (см. *Спектры оптические*) имеет контур $f(\lambda)$ колоколообразной формы, аппроксимируемый в первом приближении Гаусса функцией:

$$f(\lambda) \approx \exp\{-4\ln 2[(\lambda - \lambda_0)/b_f]^2\},$$

где λ_0 — положение максимума, b_f — ширина на полувысоте. Воздействие прибора на $f(\lambda)$ описывается в соответствии с (1) выражением

$$J(\lambda') = \int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda) \cdot a(\lambda - \lambda') d\lambda. \qquad (2)$$

Здесь $J(\lambda')$ — контур, наблюдаемый на выходе монохроматора в ходе сканирования, $a(\lambda - \lambda')$ — инструментальный контур, обладающий свойством инвариантности. Важно подчеркнуть, что при измерениях спектров поглощения или широких полос излучения инструментальный контур a в (2) должен соответствовать ФП и только при измерениях отд. линий излучения свёртка (2) осуществляется с АФ. Анализ выражения (2) показывает, что искажающее действие прибора тем больше, чем больше кривизна измеряемого контура, т. е. чем больше вторая производная $d^2f/d\lambda^2$. Поэтому и качестве количеств. характеристики искажений принимается относит. уменьшение максимума контура (где вторая производная наибольшая), называемое **целевой погрешностью** $\delta_ц = (f_м - J_м)/f_м$. Эта погрешность пропорциональна квадрату отношения ширин контуров f и a. В гауссовом приближении $\delta_ц = {}^1/_8(s_{эф}/b_f)^2$, если $s_{эф} < b_f$, и измерения формы контуров спектров с погрешностью $\delta_ц < 1\%$ возможны лишь при $s_{эф} < b_f/7$.

В реальных приборах всегда имеет место расстояние излучения на оптич. элементах. Кроме того, возможно появление на выходе излучения, проходящего в нерабочих порядках дифракции. Поэтому для целей измерений сплошных (полосатых) спектров описание прибора с помощью контуров АФ и ФП, локализованных только в окрестности длины волны настройки, становится недостаточным. Необходимо учитывать также **крылья контуров спектральных линий**.

Для каждой λ на входе рассматривается контур АФ, записанный во всём рабочем диапазоне сканирования от начальной $\lambda_н$ до конечной $\lambda_к$. В этом контуре, кроме осн. части спектральной линии шириной $s_{эф}$ в окрестности λ_0, учитываются и протяжённые крылья от фона рассеянного излучения и дополнит. пики от др. порядков дифракции на делениях шкалы $\lambda' = m\lambda_0$, $m = 1, 2, 3\ldots$ Совокупность таких АФ для всех элементарных компонент λ_0 исследуемого сплошного спектра даёт полную картину свойств прибора в его рабочем диапазоне: $\lambda_н \leqslant \lambda_0 \leqslant \lambda_к$. Графически эта картина представляется трёхмерной поверхностью $a(\lambda_0, \lambda')$ и наз. **полной аппаратной функцией** (инвариантность в общем случае не предполагается).

Аналогичным образом рассматриваются ф-ции пропускания ФП для каждой длины волны настройки λ''. Гл. части контуров ФП в окрестности λ' определяют полезный поток на выходе: $\Phi_{вых} \sim L_\lambda(\lambda')\delta\lambda$. Здесь $L_\lambda(\lambda)$ — спектральное распределение спектральной плотности яркости источника, $\delta\lambda$ — ширина ФП на λ'. Интеграл по области крыльев ФП определяет поток **мешающего излучения** P посторонних длин волн. Подчеркнём, что спектр мешающего излучения определяется спектром входящего потока и может быть существенно шире диапазона $\lambda_н, \ldots, \lambda_к$, предусмотренного конструкцией прибора. Отношение потока к полезному потоку наз. **уровнем мешающего излучения**: $w = P/\Phi_{макс}$. Эта величина является важнейшей характеристикой спектральных приборов, нередко лимитирующей точность измерений.

Полный набор всех АФ и полный набор всех ФП несут одну и ту же информацию о приборе. В графич. представлении совокупность всех АФ и ФП образует континуумы взаимно перпендикулярных сечений одной и той же трёхмерной полной АФ.

Модельное описание с помощью ф-ций ЛФ и ФП, изложенное на примере монохроматоров с решётками, применяется также и к др. приборам и методам С. со спектрально-селективной фильтрацией или модуляцией — как одноканальным, так и многоканальным (см. рис. 2 в ст. *Спектральные приборы*).

При достаточно полном устранении мешающего излучения, пренебрежимых размерах искажений монохроматич. изображений щели и отсутствии погрешностей в механизме сканирования можно полагать, что контуры АФ и ФП практически совпадают, и тогда $s_{эф} = \delta\lambda$ и $R = C$. В дальнейшем будем полагать, что эти равенства выполняются.

Приёмно-регистрирующие системы и энергетические ограничения. В рамках оптич. С. обычно предполагается, что источники шумов не столь велики, чтобы невозможно было корректно ставить задачу измерений формы контуров полосатых спектров (или хотя бы интегральных интенсивностей в линейчатых спектрах). Условия измерений характеризуются значениями **отношения сигнала к шуму** $M = \Phi/\Phi_ш$ [Φ — полезный поток, $\Phi_ш$ — поток, эквивалентный шуму приёмно-регистрирующих систем (ПРС)], причём в С. значения $M \gg 1$, а методами с меньшим значением M решают задачи выделения сигнала на фоне шумов в общей теории оптико-электронных приборов. Используемые в С. ПРС разнообразны. Применяются и фотоэлектронные приёмники с уровнем шума, зависящим от сигнала (фотонный шум), и тепловые приёмники с уровнем шума, не зависящим от потока и имеющим равномерный частотный спектр (белый шум); и те и другие могут работать в сочетании с ЭВМ. Универсальных моделей для всех видов ПРС нет. Рассмотрим, напр., линейную модель типа (2):

$$F(t') = \int_{-\infty}^{\infty} J(t)h(t-t')dt,$$

где $F(t')$ — регистрируемый сигнал, $J(t)$ — сигнал приёмника, воспринимающего изменения потока во времени от сканирующего монохроматора, $h(t-t')$ — импульсный отклик ПРС (реакция на δ-импульс на входе), фурье-образ к-рого в пространстве частот, $k(f)$, наз. **передаточной ф-цией**. Если в ПРС колебания сигнала невелики и превалирует инерционное звено (напр., RC-фильтр шумов с постоянной времени τ), то имеет место простая связь τ с охватываемой ф-цией $k(f)$ полосой частот Δf: $\tau = 1/4\Delta f$. Значениями τ определяются инерционные искажения контура входного сигнала J, а значениями Δf — уровень шумов на выходе.

Искажения контура J характеризуются **инерционной погрешностью** $\delta_и$ (имеющей аналогично $\delta_ц$ смысл относит. снижения максимума контура). При умеренных скоростях сканирования ($v < 0{,}2\ b_J/\tau$, где b_J — ширина J в единицах спектральной шкалы) имеет место приближённое выражение $\delta_и \approx 2{,}8(v\tau/b_J)^2$. Напр., измерении формы J контуров с погрешностью $\delta_и < 1\%$ возможны лишь за время b_J/v, превышающее в 17 раз постоянную времени τ.

Инерционные погрешности могут быть уменьшены построением более сложных ПРС высших порядков или переходом к шаговому сканированию с отсчётом и усреднением сигнала на каждом шаге.

Если в системе применён приёмник с плотностью среднеквадратичного белого шума в единичной полосе частот $\Phi_{ш1}$[Вт·Гц$^{-1/2}$] и эта плотность не зависит от сигнала, то приведённый ко входу уровень шумов в системе с полосой Δf будет $\Phi_ш = \Phi_{ш1}\sqrt{\Delta f}$. Общее выражение для потока, проходящего через оптич. систему, имеет вид $\Phi = L_\lambda G\delta\lambda$ (q — коэф. потерь, G — *геометрический фактор* системы). Отсюда получается выражение для отношения сигнала к шуму, $M = \Phi/\Phi_ш$, и находятся общие энергетич. условия, определяющие диапазоны возможностей измерит. систем рассматриваемого типа:

для случая измерений полосатых спектров излучения и поглощения

$$\frac{M\sqrt{\Delta f}}{(\delta\lambda)^2} = Q(\lambda) = L_\lambda(\lambda)q(\lambda)R_{диф}\frac{G'}{\Phi_{ш1}} \qquad (3)$$

(G' — вертикальная составляющая геом. фактора приёмника);

для случая измерений линейчатых спектров излучения

$$\frac{M\sqrt{\Delta f}}{\varepsilon_{эф}}=Q_{лин}(\lambda)=(L_\lambda\delta\lambda)_{лин}q(\lambda)R_{диф}\frac{G'}{\Phi_{пл}}. \quad (4)$$

Левая часть равенства (3) соответствует определению энергетического фактора Q как отношения сигнал/шум при единичной полосе частот Δf и единичном выделяемом спектральном интервале $\delta\lambda$. Наряду с Q пользуются также фактором качества K, значения к-рого не зависят от выбора спектральной шкалы. Он получается из Q заменой $\delta\lambda$ на $R=\lambda/\varepsilon_{эф}\approx C=\lambda/\delta\lambda$:

$$K=R^3M\sqrt{\Delta f}=\lambda^2Q(\lambda)=\sigma^2(Q)(\sigma),$$

$$K_{лин}=RM\sqrt{\Delta f}=\lambda Q_{лин}(\lambda)=\sigma Q_{лин}(\sigma).$$

Величины Q, K характеризуют качество прибора. Чем больше Q и K, тем больше могут быть возможности измерений по разрешающей способности R, отношению сигнал/шум M и быстродействию (т. к. чем больше Δf, тем меньше постоянная времени фильтра τ, меньше инерционность и больше может быть скорость измерений). Правые части в соотношениях (3) и (4) показывают, от каких конструктивных параметров зависит качество прибора. Здесь видно, что вклад оптич. части прибора определяется только двумя величинами (если она согласована с источником и приёмником по геом. фактору) — коэф. потерь q и дифракц. пределом $R_{диф}=mNL$ (m — порядок спектра; N, L — частота штрихов и ширина решётки), а вклады источника и приёмника — яркостью, плотностью шума и величиной G', согласованной с параметрами монохроматора: $G'=hH/L$, где h, H — высоты щели и эшелетта.

Системы равного качества (в смысле Q, K) могут быть реализованы в трёх основных конструктивных направлениях:

1. Максимум R — построение приборов высокой разрешающей способности (до 10^6) с большими решётками, работающих медленно ($\Delta f\approx10^{-2}$ Гц, постоянная времени τ — до десятков секунд) при небольших значениях M.

2. Максимум Δf — построение приборов скоростной С. с устройствами быстрого сканирования и регистрации (до $\Delta f\approx10^7$ Гц, $\tau\approx10^{-8}$ с) при снижении R до 30—100.

3. Максимум M (до 10^5 при соответствующем диапазоне линейности) — построение приборов для прецизионных измерений контуров спектров при умеренных R и Δf (см. *Спектрофотометрия*).

С помощью критериев Q или K оцениваются в С. возможности и др. типов систем. При этом могут изменяться показатели степени у Δf или R (напр., R^3 в *фурье-спектрометрах*) либо Δf может оказаться нерегулируемой константой, тогда параметр Δf переходит в правую часть соотношений (3) и (4) и т. д. Вводятся также дополнит. параметры, характеризующие спектральную или пространственную многоканальность, квантовый выход, характер шумов, протяжённость регистрируемых диапазонов, полное время измерений и т. п.

Оптимальные режимы, редукция. Общим свойством спектрометрич. систем является альтернативное соотношение между систематическими и случайными погрешностями (шумами). Напр., в монохроматорах при уменьшении ширины щелей $s_{эф}$ систематич. погрешности δ_s убывают пропорц. $s_{эф}^2$, но одновременно с такой же скоростью падает поток (сигнал) и возрастает относит. уровень шумов — случайная погрешность $\varepsilon_ш=1/M$. При увеличении $s_{эф}$, напротив, растут систематич. δ_s, но убывают случайные погрешности $\varepsilon_ш$. В благоприятных ситуациях (гладкие спектры, «мощный» прибор в смысле Q) может существовать диапазон значений $s_{эф}$, где обе погрешности пренебрежимы, но нередко такой диапазон отсутствует и возникает задача поиска оптим. значения s_0 по подходящему критерию. Выбор критерия зависит от того, будет ли применяться редукция данных (методы решения обратных задач С.— нахождение истинного контура спектра по наблюдаемому).

Редукция прежде всего требует хорошего знания полной АФ прибора. Напр., если измерения описываются свёрткой типа (2): $J=f*a$, то для фурье-образов имеет место равенство $\tilde{J}=\tilde{f}\tilde{a}$, и если a известна точно, а J не содержит шумов, то редукция эффективно осуществляется делением фурье-образов: $\tilde{f}=\tilde{J}/\tilde{a}$. Наложение шумов или неполнота знания a резко ограничивают возможности редукции.

Если результаты измерений предполагается использовать непосредственно (без редукции), то подходящим критерием оптимума является общее требование минимума погрешностей, что формально сводится к отысканию таких значений регулируемых параметров (ширин оптической и электрической АФ), при к-рых сумма систематических (целевой и инерционной) и случайной погрешностей минимальна. Характер взаимосвязей в оптим. режиме можно выразить следующим образом:

$$(\text{точность})^6\times(\text{скорость})\approx\text{const}\cdot(b^4\cdot Q^2).$$

Здесь точностью названа величина, обратная суммарной погрешности, а скоростью — величина $v=b/\theta$, где θ — время регистрации полосы шириной b. Существенно, что точность и скорость находятся в альтернативном соотношении, показатель степени точности (4) определяет, насколько она критична, а показатели степени у параметров b и Q, от к-рых зависит константа справа, показывают, что структурность измеряемого спектра влияет на точность и производительность измерений сильнее, чем «мощность» спектрометра.

Лит.: Толмачев Ю. А., Новые спектральные приборы, Л., 1976; Мирошников М. М., Теоретические основы оптико-электронных приборов, 2 изд., Л., 1983; Миберн Дж., Обнаружение и спектрометрия слабых источников света, пер. с англ., М., 1979; Никитин В. А., Теоретические основы методологии прецизионной спектрофотометрии, Л., 1991.

В. А. Никитин.

СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТР — *спектральный прибор* для измерения угла вращения плоскости поляризации оптически активным веществом для излучений с разл. длинами волн (см. *Поляриметрия*).

СПЕКТРОРАДИОМЕТР — *спектральный прибор* для измерения фотометрич. характеристик (потока, светимости, силы света, яркости и др.) *источников оптического излучения*. По общей схеме и конструкции С. подобны *спектрофотометрам*, но имеют спец. осветители, позволяющие сравнивать исследуемый поток с потоком от референтного источника (операция фотометрирования), встроенного в прибор или расположенного вне его. Для измерений спектров удалённых излучателей С. снабжаются собств. осветителями-телескопами или пристраиваются к большим стационарным *оптическим телескопам*.

СПЕКТРОРЕФРАКТОМЕТР — *спектральный прибор* для измерения зависимости показателя преломления образцов материалов от длины волны излучения (см. *Рефрактометр*).

СПЕКТРОСКОП — простейший *спектральный прибор* для визуального наблюдения спектров. Обычно строится по схеме призменного спектрографа, в фокальной плоскости к-рого помещается матовое стекло.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ СИМВОЛ — величина Z, характеризующая зарядовое состояние атома или иона; $Z=Z_n-N+1$, где Z_n — заряд атомного ядра (в единицах элементарного электрич. заряда), N — число электронов в атомной системе. Т. о., для нейтральных атомов $Z=1$, для однократных ионов $Z=2$, для *многозарядных ионов* $Z\gg1$.

В спектроскопии С. с. часто указывают римскими цифрами рядом с хим. символом, напр. Fe XXVI ($Z = 26$) означает ион Fe^{25+}.

С. с. определяет масштаб величины разл. характеристик ионов. Так, расстояние между уровнями энергии и потенциал ионизации для ионов с одинаковым числом электронов $\sim Z^2$, длина волны излучения $\sim Z^{-2}$, вероятность излучат. переходов $\sim Z^4$, характерный радиус иона $\sim Z^{-1}$, сечения возбуждения и ионизации электронами $\sim Z^{-4}$ и т. д. *В. П. Шевелько.*

СПЕКТРОСКОПИЯ (от *спектр* и греч. skopéō — смотрю) — область физики, посвящённая исследованию распределения интенсивности эл.-магн. излучения по длинам волн или частотам (в более широком смысле С.— исследование разл. спектров). Методами С. исследуют уровни энергии и структуру атомов, молекул и образованных из них макроскопич. систем, изучают квантовые переходы между уровнями энергии, взаимодействия атомов и молекул, а также макроскопич. характеристики объектов — темп-ру, плотность, скорость макроскопич. движения и т. д. Важнейшие области применения С.— спектральный анализ, астрофизика, исследование свойств газов, плазмы, жидкостей и твёрдых тел.

По типам спектров различают э м и с с и о н н у ю С., изучающую спектры испускания, и а б с о р б ц и о н н у ю С., исследующую спектры поглощения. По типу исследуемых объектов С. делится на атомную (см. *Атомные спектры*) и молекулярную (см. *Молекулярные спектры*), спектроскопию плазмы и С. вещества в конденсиров. состоянии, в частности *спектроскопию кристаллов*. В 1970—80-х гг. возникли спектральные исследования поверхностей и тонких плёнок — С. поверхности.

По диапазонам длин волн (в порядке убывания) или частот (в порядке возрастан.я) выделяют: *радиоспектроскопию, микроволновую спектроскопию, субмиллиметровую спектроскопию, инфракрасную спектроскопию*, оптическую спектроскопию (включающую ближнюю ИК-, видимую и частично УФ-области спектра и выделяющую гл. обр. по прозрачности оптич. материалов — стекла, кварца и др.), *ультрафиолетовую спектроскопию, рентгеновскую спектроскопию*. По характеру взаимодействия излучения с веществом С. подразделяют на линейную (обычную) С. и *нелинейную спектроскопию*, к-рая возникла благодаря применению лазеров для возбуждения спектров. Применение перестраиваемых лазеров на растворах красителей и полупроводниковых диодных лазеров, а также использование электронных цифровых методов регистрации спектров позволили достичь очень высокого спектрального разрешения и высокой точности спектральных измерений.

С. разделяют также по методам возбуждения и наблюдения спектров. Широкое применение получили акустооптическая С., когерентная С., С. насыщения, С. гетеродинирования, модуляционная С., многофотонная С., фемто- и пикосекундная С., С. фононного эха, квантовых биений и др. методы *лазерной спектроскопии*. Существ. развитие получила фурье-С. с использованием *фурье-спектрометров* высокого разрешения.

Эксперим. исследование спектров производят с помощью *спектральных приборов* — монохроматоров, спектрометров, спектрографов, спектрофотометров, спектроанализаторов.

К С. в широком смысле относят также *ядерную спектроскопию*, в к-рую включают альфа-, бета- *гамма-спектроскопию*, а также спектроскопию нейтроиов, нейтрино и др. элементарных частиц. Распределение атомных частиц по массам и энергиям изучает *масс-спектроскопия*, интенсивности звука по его частоте — *акустическая спектроскопия*, электроиов по энергиям — *фотоэлектронная спектроскопия, рентгеноэлектронная спектроскопия*, времяпролётная спектроскопия, мёссбауэровская спектроскопия и т. д. *Е. А. Южов.*

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ — раздел спектроскопии, изучающий разл. типы спектров кристаллич. веществ в широком диапазоне длин волн. Наиб. информативны спектры в УФ-, видимом и ИК-диапазонах. Теоретич. основа С. к.— квантовая теория твёрдого тела. С. к. включает абсорбционную С. к. (исследование спектров поглощения), эмиссионную С. к. (исследование спектров испускания), спектроскопию рассеяния и отражения. В С. к., помимо частотных зависимостей процессов поглощения, испускания, рассеяния и отражения, изучают поляризац. характеристики взаимодействия кристаллов с излучением (см. *Поляриметрия*). В С. к. исследуют также изменение спектральных характеристик под внеш. воздействием — при изменении темп-ры, при наложении электрич. поля (*Штарка эффект*), магн. поля (*Зеемана эффект, Фарадея эффект*), механич. деформаций и т. д.

В абсорбционной С. к. определяют зависимость поглощения образцов от длины волны падающего излучения; в разл. областях спектра коэф. поглощения может составлять от 10^{-2} до 10^6 $см^{-1}$, соответственно образцы должны иметь толщины от десятков см до микрон. Для исследования очень сильно поглощающих образцов используют спектроскопию отражения, позволяющую по *Френеля формулам* получить коэф. отражения и поглощения света. По поляризац. характеристикам определяют двулучепреломление и дихроизм кристаллов.

Спектроскопия рассеяния исследует частотную зависимость рассеянного кристаллом излучения, а также изменение частоты рассеянного света, связанного с динамич. процессами в кристалле. К таким видам рассеяния относятся *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* и *комбинационное рассеяние света*.

Эксперим. методы С. к. аналогичны применяемым в др. методах спектроскопии (см. *Спектральные приборы, Спектрометрия*). Характерные ширины спектральных полос (10^3 $см^{-1}$) связаны с осп. веществом кристалла, спектральные линии поглощения и испускания шириной от неск. сотен до единиц $см^{-1}$ (при комнатной темп-ре) принадлежат примесям и др. дефектам кристалла. Для исследования тонкой структуры спектров образцы охлаждают до азотных (77 К), гелиевых (4,2 К) и более низких темп-р, при этом ширины линий составляют доли $см^{-1}$.

С. к. позволяет получать информацию о системе уровней энергии кристалла, о механизмах взаимодействия света с веществом, о переносе и преобразовании энергии возбуждения в кристалле, фотохим. реакциях и фотопроводимости. С помощью С. к. можно также получить данные о структуре кристаллич. решётки, о характере дефектов, в частности примесных *центров люминесценции* в кристаллах. С. к. исследует влияние поверхности кристалла на его спектр, *многофотонные процессы* при лазерном возбуждении и нелинейные эффекты в кристаллах (см. *Лазерная спектроскопия, Нелинейная спектроскопия*). В С. к. широко используется теория групп, к-рая даёт возможность учесть свойства *симметрии кристаллов*, т. е. установить симметрию волновых ф-ций и найти *отбора правила* для квантовых переходов в кристалле.

На данных С. к. основаны применения кристаллов в качестве активных сред лазеров, элементов полупроводниковой техники, люминофоров, преобразователей света, оптич. материалов, ячеек для записи информации. Методы С. к. используются в спектральном анализе.

Лит. см. при ст. *Спектры кристаллов*. *Э. А. Свириденков.*

СПЕКТРОФЛУОРИМЕТР — *спектральный прибор* для измерений спектров *люминесценции*. Обычно содержит два независимо работающих *монохроматора*. Первый из них выделяет из сплошного спектра излучения источника спектральные интервалы, обеспечивающие возбуждение фотолюминесценции исследуемого образца. Люминесценция наблюдается в направлении,

перпендикулярном освещению, и её спектр измеряется с помощью второго монохроматора и соответствующего приёмника («измерительный» канал). Часть выделенного первым монохроматором возбуждающего излучения направляется светоделителем в «опорный» канал со своим приёмником. В блоке регистрации осуществляется фотометрирование — измеряется отношение сигналов в измерит. и опорном каналах. Применяются два оси. режима работы: измерение спектра люминесценции для данной длины волны возбуждающего излучения (сканирование осуществляется вторым монохроматором, а настройка первого фиксирована) и измерение спектра возбуждения для данной длины волны люминесценции (сканирование осуществляется первым монохроматором, а настройка второго фиксирована). В автоматич. серийных С. обычно имеется встроенная ЭВМ, корректирующая результаты измерений с целью учёта зависимостей яркости источника, пропускания монохроматоров и чувствительности приёмников от длины волны для получения данных о *квантовом выходе люминесценции*. *В. А. Никитин.*

СПЕКТРОФЛУОРО́МЕТР — *спектрометр*, предназначенный для измерений и регистрации времени затухания *люминесценции* при разл. длинах волн оптич. излучения.

СПЕКТРОФОТО́МЕТР — *спектральный прибор* для измерений фотометрич. параметров и характеристик веществ, сред и тел путём определения отношения двух потоков оптич. излучения — потока, падающего на образец, и потока, взаимодействовавшего с образцом (отражённого или прошедшего через него). См. *Спектрофотометрия*. *В. А. Никитин.*

СПЕКТРОФОТОМЕ́ТРИЯ — совокупность методов фотометрирования потоков оптич. излучения от источников излучения или после его взаимодействия с образцами в зависимости от длины волны; объединяет разделы *спектрометрии*, *фотометрии* и *метрологии*. С. источников излучения наз. спектрорадиометрией; она занимается измерениями энергетич. характеристик излучения и излучателей (потока силы света, светимости, яркости, освещённости и т. п.). В узком смысле под С. понимают теорию и методологию измерений фотометрич. характеристик образца, безразмерных коэф., определяемых отношением потоков: $X = Ф/Ф_0$ (где $Ф_0$ — поток, падающий на образец, Ф — поток, наблюдаемый после взаимодействия с образцом); в зависимости от направлений освещения и наблюдения величина X — коэф. пропускания, отражения или рассеяния. Специфич. случай С. — метод *нарушенного полного внутреннего отражения*.

Значения коэф. X зависят не только от свойств измеряемого образца — оптич. постоянных (*преломления показателя n* и главного показателя поглощения $\varkappa$), однородности, формы и состояния поверхности, но и от длины волны λ и условий измерения [направлений освещения и наблюдения φ, положения освещаемого участка на образце (x), поляризации, темп-ры]. Поэтому один и тот же образец может иметь разные значения X в разных условиях измерений.

В прецизионной С. твёрдых материалов и покрытий для правильной интерпретации результатов измерений в некогерентном излучении вводится представление о многомерной *аппаратной функции* измерений (АФИ) $A(\lambda, \varphi, x)$. Ширина АФИ по координатам λ, φ, x соответствует спектральному ($\delta\lambda$), угловому ($\delta\varphi$) и пространственному (δx) интервалам, выделяемым в данной схеме измерений. Каждое измеренное значение X и его погрешность ΔX рассматриваются как результат операции свёртки многомерных ф-ций $X(\lambda, \varphi, x) * A(\lambda, \varphi, x)$ в данных конкретных условиях, описываемых комбинацией параметров λ, φ, x, $\delta\lambda$, $\delta\varphi$, δx (при известных поляризации и темп-ре) с соответствующими допусками по каждому из параметров. Функциональные зависимости X от параметров λ, φ, x измеряются так: один из параметров сканируется, а два других фиксированы. Так получаются ф-ции распределения — спектры $X(\lambda)$, индикатрисы $X(\varphi)$, топограммы $X(x)$. Эти распределения тем ближе к истинному, чем меньше ширины АФИ $\delta\lambda$, $\delta\varphi$, δx, использованные при измерениях; уменьшение же ширины АФИ лимитируется энергетически, т. к. потоки излучения Ф и $Ф_0$ пропорц. *геометрическому фактору* $G \approx \delta\lambda(\delta\varphi)^2(\delta x)^2$. Это приводит к альтернативному соотношению между случайными погрешностями из-за шумов и систематич. погрешностями из-за конечности ширин АФИ.

Теоретически для идеально однородного материала с топограммой $X(x) = \text{const}$ и при хорошо известных зависимостях его оптич. характеристик от длины волны $n(\lambda)$ и $\varkappa(\lambda)$ можно рассчитать $X(\lambda)$ и $X(\varphi)$ по *Френеля формулам* для поглощающих сред, но их применение ограничено несовершенством формы и структуры реальных образцов. Эксперим. топограммы хорошо отполированных пластинок (зеркал) свидетельствуют об остаточных неоднородностях $\sim 10^{-3}$—10^{-2}, причём их распределения заметно зависят от времени. Этот предел «идеальности» поверхности эталонов и стандартных образцов из оптич. материалов в конечном счёте ограничивает и точность спектрофотометрич. исследований твёрдых тел в целом.

В С. жидкостей модельное описание процесса измерений значительно упрощается, т. к. обычно применяются унифициров. схемы измерений: во всех серийных спектрофотометрах почти параллельный пучок падает по нормали на типовую кювету с исследуемой жидкостью.

Вещества в газовой фазе в С. не исследуются.

Осн. прибор, используемый в С.,— спектрофотометр (см. *Спектральные приборы*). Об измерениях в когерентном лазерном излучении см. в ст. *Фотометрия импульсная*.

Лит. см. при ст. *Спектрометрия*, *Спектральные приборы*. *В. А. Никитин.*

СПЕ́КТРЫ КРИСТА́ЛЛОВ — спектры поглощения, люминесценции, рассеяния, фотопроводимости кристаллов в широком диапазоне длин волн. Наиб. информативны С. к. в оптич. диапазоне. По С. к. изучают частотные зависимости характеристик поглощения, рассеяния и люминесценции кристаллов (см. *Спектроскопия кристаллов*), а также поляризац. зависимости (см. *Поляриметрия*).

С. к. обусловлены *квантовыми переходами* между уровнями энергии, принадлежащими как осн. веществу кристалла, так и его примесям. Эти переходы могут быть связаны с изменением только энергетич. состояния электронов (электронные спектры) или только энергий колебат. состояний атомов кристаллич. структуры (фононные спектры), а также с их одноврем. изменением. Электронные С. к. обусловлены электронными переходами между уровнями энергии атомов оси. вещества и примесей. Электронные уровни оси. вещества образуют энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). Верхняя заполненная зона наз. валентной, а нижняя пустая — зоной проводимости. Межзонные электронные переходы образуют интенсивные полосы поглощения с коэф. поглощения до 10^6 $см^{-1}$ — т. н. основное или фундаментальное поглощение. ДВ-край полосы фундам. поглощения соответствует ширине запрещённой зоны. Частотная зависимость края фундам. поглощения определяется структурой зоны (т. е. плотностью энергетич. состояний вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны), а также тем, являются ли переходы между зонами прямыми — без участия фононов или происходят с участием фононов. Исследование края фундам. поглощения несёт, таким образом, информацию о структуре зон.

ДВ-край фундам. поглощения $\mathscr{E}_g$ может лежать в УФ-области, напр. у алмаза ($\mathscr{E}_g = 5{,}4$ эВ), щёлочно-галоидных кристаллов (у NaCl $\mathscr{E}_g = 8{,}6$ эВ). В более

длинноволновой области лежит край фундам. поглощения у кристаллов типа $A_{II}B_{VI}$ (напр., у ZnS $\mathscr{E}_g = 3{,}6$ эВ, у CdS $\mathscr{E}_g = 3{,}4$ эВ), у кристаллов типа $A_{III}B_V$ (напр., у AsGa $\mathscr{E}_g = 1{,}52$ эВ) и кристаллов, образованных элементами IV группы периодич. системы элементов. В этих кристаллах, являющихся полупроводниками, даже при комнатной темп-ре в зоне проводимости находятся электроны, возбуждённые тепловым движением. Органические кристаллы, элементарная ячейка к-рых состоит из одной или неск. молекул, обладают спектрами, сходными с молекулярными. Кристаллы, состоящие из насыщенных углеводородов, поглощают (как и исходные молекулы) излучение в далёкой УФ-области. В спектрах кристаллов, построенных из ароматич. и гетероцикличе. молекул, край фундам. поглощения лежит в ближней УФ- и синей областях спектра. Фундам. поглощение в них связано с возбуждением коллективизированных π-электронов.

При межзонном поглощении света электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, а в валентной зоне образуется дырка. Если переход осуществляется не на самом краю фундам. полосы, то электрон и дырка быстро (за время $\sim 10^{-12}$—10^{-13} с) отдают избыток энергии и импульс фононам и оказываются соответственно на дне зоны проводимости и вверху валентной зоны. При рекомбинации они испускают квант света, близкий по величине энергии запрещённой зоны,— возникает т. н. краевая люминесценция. Образование свободных электронов и дырок приводит к фотопроводимости кристалла, спектр возбуждения к-рой наряду со спектрами поглощения и люминесценции позволяет изучать структуру энергетич. зон кристалла (см. *Фотоэлектрическая спектроскопия*).

Кроме процессов рождения и рекомбинации свободных пар электронов и дырок в кристалле могут происходить процессы образования электронно-дырочных пар, связанных кулоновскими силами,— *экситонов*. Естественно, энергия образования экситона на величину энергии кулоновского взаимодействия меньше, чем энергия образования свободных электронов и дырок, поэтому экситонные полосы поглощения лежат с ДВ-стороны от полосы фундам. поглощения. Экситон имеет энергетич. спектр, регистрируемый аналогично спектру атома водорода, но вместо массы электрона используют эфф. массу, а также учитывают влияние на электронно-дырочную пару эфф. диэлектрич. проницаемости, создаваемой атомами кристалла. Энергия ионизации экситона (т. е. расстояние в спектре от края фундам. поглощения) $\sim 10^{-3}$ эВ в кристаллах типа $A_{III}B_V$ и ~ 1 эВ для щёлочно-галоидных кристаллов. Боровский радиус экситона по величине равен неск. постоянным решётки для щёлочно-галоидных кристаллов и неск. десяткам постоянных решётки для кристаллов $A_{III}B_V$ или кристаллов элементов IV группы Ga, Si (экситоны большого радиуса, или *Ванье — Мотта экситоны*). В молекулярных кристаллах экситон можно рассматривать как возбуждение отд. молекулы, к-рое индукционно-резонансным путём может мигрировать по кристаллу (экситоны малого радиуса, или *Френкеля экситоны*).

При комнатной темп-ре экситонные полосы уширены до величин $\sim 10^2$ $см^{-1}$ вследствие колебаний атомов кристалла. При понижении темп-ры в экситонных спектрах проявляется структура, связанная с бесфононными переходами и переходами с участием конечного числа оптич. фононов. *Бесфононные линии* могут описывать водородоподобную структуру спектра экситонов Ванье — Мотта, структуру, связанную со строением подзон и с т. н. *давыдовским расщеплением* в спектрах экситонов Френкеля.

В экситонах с большим дипольным моментом, возбуждаемых резонансным эл.-магн. полем, невозможно разделить поле на кулоновскую и поперечную составляющие, и их необходимо рассматривать вместе с полем как особую частицу — световэкситон, или *поляритон*. Эти возбуждения создают в спектре полосы, являющиеся ДВ-продолжением экситонных полос. Переходами в электронной подсистеме кристалла обусловлено также поглощение при возбуждении поверхностных волн (т. н. поверхностных поляритонов). Поглощение, связанное с этими квазичастицами, не может наблюдаться методами классич. абсорбционной спектроскопии, т. к. прямое поглощение фотона поверхностным поляритоном запрещено законами сохранения энергии и импульса. Возбуждение поверхностных поляритонов осуществляется либо методом *нарушенного полного внутреннего отражения*, либо при отражении света от поверхности кристалла, на к-рой имеется периодич. структура. Полосы поверхностных поляритонов расположены с ДВ-стороны от соответствующих объёмных возбуждений, и их спектральное положение в соответствии с кривой дисперсии зависит от угла падения световой волны и периода поверхностной структуры.

С электронной подсистемой связано поглощение при внутризонных переходах в полупроводниках, проявляющихся в виде широких слабоструктурных полос в ИК-области спектра. Поглощение и рассеяние света в кристаллах, обладающих упорядоченной спиновой подрешёткой (напр., ферромагнетиках), могут проявляться в возбуждении магн. дипольного момента (*магноны, спиновые волны*).

Наряду с переходами между уровнями в электронной подсистеме всего кристалла, в спектрах кристаллов проявляются переходы между локальными уровнями дефектов кристаллич. структуры (дефекты кристаллич. структуры осн. вещества или атомы примесей). Дефекты образуют в кристаллах центры поглощения (*центры окраски*) и *центры люминесценции*. Примером простейшего центра окраски в щёлочно-галоидных кристаллах являются *F*-центры, представляющие собой анионную вакансию, захватившую электрон. Система уровней такого центра аналогична системе уровней атома водорода, только смещённой в ДВ-область и уширенной вследствие взаимодействия с колебаниями атомов кристаллич. структуры. Напр., в кристаллах LiF *F*-центры дают полосу поглощения с длиной волны $\lambda_{макс} = 248$ нм. При увеличении концентрации *F*-центров в спектре поглощения проявляются агрегатные *F*-центры, напр. F_2-центры, состоящие из двух *F*-центров в соседних узлах решётки и имеющие переходы, аналогичные переходам в молекуле водорода. В LiF F_2-центры дают полосы поглощения с длиной волны $\lambda_{макс} = 445$ нм. Аналогично в спектрах поглощения и люминесценции проявляются полосы, связанные с F_3^--, F_2^+-, F_3^+-центрами и т. д.

Уровни энергии внутри запрещённой зоны образуют также примеси, к-рые могут участвовать как в поглощении, так и в люминесценции. Если переходы в атомах примеси происходят во внешних электронных оболочках, то полосы оказываются сильно уширенными в результате взаимодействия атомов с фононами решётки, как и полосы, принадлежащие центрам окраски и молекулярным примесям в органич. кристаллах. При понижении темп-ры в спектрах проявляются бесфононные линии и *фононное крыло*, расположенное в спектре поглощения — в осн. с КВ-стороны от бесфононной линии и с ДВ-стороны в спектрах испускания. Бесфононные линии в спектрах поглощения и испускания совпадают, а фононные крылья зеркально симметричны (см. *Степанова универсальное соотношение*). Фононные крылья в низкотемпературных спектрах обусловлены взаимодействием электронов с акустич. фононами. Отношение интенсивности бесфононной линии к интенсивности в фононном крыле определяется т. н. *Дебая — Уоллера фактором*, зависящим от константы электрон-фононного взаимодействия. Примеси, создающие широкие интенсивные полосы поглощения в видимой области, приводят к изменению видимой окраски кристалла, напр. у драгоценных камней. Так,

кристалл лейкосапфира Al_2O_3 не имеет полос поглощения в видимой области спектра и прозрачен; введение в него примесей Fe^{3+} и Ti^{4+} приводит к поглощению излучения в красной области спектра, и кристалл приобретает зелёный цвет (изумруд), а введение примесей Cr^{3+} создаёт полосы поглощения в синей и зелёной областях спектра, и кристалл приобретает красный цвет (рубин).

Если электронные переходы происходят в хорошо экранированных внутр. оболочках примесных атомов (напр., в атомах переходных и редкоземельных элементов), то константы электрон-фононного взаимодействия и соответственно ширины полос оказываются малыми. Так, полоса поглощения центров окраски и обычных примесных центров имеет ширину $\sim 10^3$ $см^{-1}$ (при комнатной темп-ре). Линии поглощения в спектрах примесных редкоземельных ионов составляют ~ 10 $см^{-1}$. Эти переходы, как правило, осуществляются между уровнями одной конфигурации, расщеплёнными внутрикристаллич. полем. При понижении темп-ры эти линии сужаются до ширины, определяемой неоднородным уширением, т. е. до долей $см^{-1}$. Уширение, обусловленное электрон-фононным взаимодействием, однородно, время т. н. поперечной релаксации $\sim 10^{-12}$—10^{-13} с. Неоднородное уширение связано с неидеальностью кристалла, с изотопией примеси и т. д.

Симметрия кристаллич. поля определяет выделенные направления дипольного момента переходов, к-рые проявляются в различии степени поляризации люминесценции кристаллов и коэффициентов поглощения света, поляризованного вдоль и перпендикулярно оптич. оси кристалла. Напр., в кристалле рубина решётка Al_2O_3 представляет собой октаэдр, слегка деформированный вдоль пространственной диагонали, к-рая в этом случае является оптич. осью. Деформация приводит к тому, что поглощение света, падающего вдоль оптич. оси, в полосе 5500 Å оказывается в 2 раза больше, а в полосе 4000 Å на 10% меньше, чем распространяющегося в перпендикулярном направлении. Изучение поляризац. характеристик С. к. позволяет определять симметрию решётки, пространственную структуру центров и ориентацию дипольных моментов, соответствующих электронным переходам центров, находящихся во внутрикристаллич. поле.

Проявление фононной подсистемы рассматривалось выше только как фактор, определяющий уширение спектральных полос электронных переходов, или как источник линий фононных повторений электронных переходов, сопровождаемых поглощением или рождением оптич. фононов. Если при возбуждении фононов наводится дипольный момент, то эти колебания проявляются в спектрах ИК-поглощения (оптич. ветви). Колебания, меняющие поляризуемость, проявляются в спектрах комбинац. рассеяния. В кристаллах, обладающих центром инверсии, существует т. н. альтернативный запрет — одно и то же колебание может проявиться либо в ИК-спектре, либо в спектре комбинац. рассеяния света. По законам сохранения энергии и импульса в спектре поглощения проявляется не вся ветвь оптич. колебаний решётки, а узкий интервал вблизи критич. частоты. Если при поглощении света рождается один оптич. фонон, то частоты ИК-полос лежат в далёкой ИК-области. В молекулярных кристаллах частоты колебаний соответствуют внутримолекулярным колебаниям и имеют частоты от ~ 3500 $см^{-1}$ и ниже, т. е. полосы поглощения расположены в области от 2,7 мкм и ниже. Кроме того, имеются более слабые полосы, соответствующие возбуждению двух или более фононов или возбуждению неск. фононов одной частоты, полосы поглощения к-рых лежат в ближней ИК-области.

В спектрах комбинац. рассеяния света отражаются как оптич. ветви, колебания к-рых модулируют поляризуемость среды, так и акустич. ветви. Спектры комбинац. рассеяния дают информацию как о спектре оптич. колебаний решётки, так и о плотности энергетич. состояний на акустич. ветвях колебаний (в этом случае говорят не о комбинационном, а о *Мандельштама — Бриллюэна рассеянии* света и *рэлеевском рассеянии* света). Из-за альтернативного запрета в спектрах комбинац. рассеяния 1-го порядка проявляются типы колебаний, к-рые отсутствуют в ИК-спектрах поглощения, поэтому они дополняют друг друга.

В области радиочастот лежат переходы между уровнями сверхтонкого расщепления, возникающего в результате *Штарка эффекта*. Напр., осн. состояние хрома в рубине имеет расщепление 0,38 $см^{-1} = 1{,}14 \cdot 10^{10}$ Гц. Обычно переходы между уровнями сверхтонкого расщепления — магнитно-дипольные. При внесении кристалла в магн. поле появляется зеемановское расщепление уровней энергии, к-рое наблюдается как при оптич. переходах между зеемановскими подуровнями разл. электронных состояний, так и в радиочастотной области при переходах между зеемановскими подуровнями одного состояния. В этом случае исследование проводят методом *электронного парамагнитного резонанса*. Таким методом изучают кристаллы, содержащие примеси с отличным от нуля магн. моментом в осн. состоянии (парамагн. примеси). Исследование С. к. даёт информацию о структуре кристаллич. решётки, уровнях энергии и процессах релаксации энергии в кристаллах, характере нарушений решётки, примесях и центрах, ими образованных. Изучение спектров фононов необходимо для выяснения механизма сверхпроводимости и создания новых высокотемпературных сверхпроводников. Строение электронных спектров необходимо знать для создания полупроводников, люминофоров, сцинтилляторов и т. д. Большинство твердотельных лазеров (кроме стёкол с примесями) созданы на основе изучения электронных переходов в кристаллах.

С. к. проявляются не только в оптич. диапазоне длин волн. В диапазоне γ-излучения кристаллич. структура выявляется только в том, что импульс отдачи ядер при испускании γ-кванта может восприниматься всем кристаллом, в результате чего наблюдаются сверхузкие несмещённые резонансные линии испускания и поглощения γ-квантов (*Мёссбауэра эффект*). Поглощение γ-излучения кристаллами может приводить к образованию дефектов (центров окраски), к-рые проявляются в спектрах др. диапазонов длин волн.

При взаимодействии рентг. излучения с кристаллами возникает его дифракция на атомах кристаллич. структуры, к-рая лежит в основе *рентгеновского структурного анализа*. *Рентгеновские спектры* испускания и поглощения характеризуют структуру внутр. уровней энергии электронов атомов, входящих в кристалл, и практически не зависят от его свойств как коллективного образования атомов.

Лит.: Левшин В. Л., *Фотолюминесценция* жидких и твердых веществ, М.—Л., 1951; Мосс Т., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, [пер. с англ.], М., 1978; Физика и спектроскопия лазерных кристаллов, М., 1986.

Э. А. Свириденков.

СПЕКТРЫ ОПТИЧЕСКИЕ — спектры эл.-магн. излучения в ИК-, видимом и УФ-диапазонах шкалы *электромагнитных волн*. С. о. разделяют на С. и с п у с к а н и я (наз. также спектрами излучения или эмиссионными спектрами), С. п о г л о щ е н и я (а б с о р б и о н н ы е С.), С. р а с с е я н и я и С. о т р а ж е н и я. С. о. получают от источников света при разложении их излучения по длинам волн λ (частотам $\nu = c/\lambda$, волновым числам $1/\lambda = \nu/c$, к-рые часто тоже обозначают ν) с помощью *спектральных приборов*. Характеризуются ф-цией $f(\lambda)$ [или $\varphi(\nu)$], описывающей распределение энергии испускаемого света в зависимости от λ (или ν); при этом энергию рассчитывают на нек-рый интервал λ (или ν). С. о. поглощения и рассеяния обычно получают при прохождении света через

вещество с последующим его разложением по λ. С. о. поглощения, рассеяния и отражения характеризуются долей энергии света каждой длины волны, соответственно поглощённой [$k(\lambda)$], рассеянной [$\alpha(\lambda)$] или отражённой [$R(\lambda)$] веществом. При рассеянии монохроматич. света длины волны λ молекулами может происходить *комбинационное рассеяние света*, спектр к-рого характеризуется распределением энергии рассеянного света по изменённым (комбинационным) длинам волн.

С. о. регистрируют с помощью фоторегистрац. методов, фотоэлектрич. приёмниками излучения, термоэлементами и болометрами (в ИК-области) и т. д. В видимой области С. о. можно наблюдать визуально.

По виду С. о. могут быть линейчатыми, состоящими из отд. спектральных линий с определ. дискретными значениями λ, полосатыми, состоящими из отд. полос, каждая из к-рых охватывает нек-рый интервал λ, и сплошными (непрерывными), охватывающими широкий диапазон λ. (Строго говоря, спектральная линия всегда имеет нек-рую конечную ширину, характеризуемую нек-рым интервалом λ; см. *Ширина спектральной линии.*)

С. о. возникают при *квантовых переходах* между уровнями энергии атомов, молекул, твёрдых и жидких тел. С. о. испускания соответствуют возможным квантовым переходам с верхних возбуждённых уровней энергии на нижние, С. о. поглощения — с нижних уровней на верхние.

Вид С. о. зависит от состояния вещества. Если при заданной темп-ре вещество находится в состоянии термодинамич. равновесия с излучением (см. *Тепловое излучение*), оно испускает сплошной спектр, распределение энергии в к-ром по λ (или ν) даётся *Планка законом излучения*. Обычно термодинамич. равновесие излучения с веществом отсутствует и С. о. могут иметь самый различный вид. В частности, для атомов характерны линейчатые С. о., возникающие при квантовых переходах между электронными уровнями энергии (см. *Атомные спектры*); для простейших молекул типичны полосатые спектры, возникающие при переходах между электронными, колебат. и вращат. уровнями энергии (см. *Молекулярные спектры*).

Разл. оптич. диапазонам ν (или λ) соответствуют разл. энергии фотонов $h\nu = \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2$ ($\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ — энергии уровней, между к-рыми происходит переход). В табл. приведены для трёх диапазонов длин волн приближенные значения λ, ν, волновых чисел ν/c, энергий фотонов $h\nu$, а также темп-р излучения T, характеризующих энергию фотонов согласно соотношению $kT = h\nu$.

С. о. применяются для исследования строения и состава вещества (см. *Спектроскопия*, *Спектральный анализ*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963.

М. А. Ельяшевич.

Диапазон	λ, мкм	ν, c^{-1}	ν/c, $см^{-1}$	$h\nu$, эВ	T, К
ИК-излучение	10^3—0,74	$3,0\cdot10^{11}$—$4,0\cdot10^{14}$	10—$1,35\cdot10^4$	$1,25\cdot10^{-3}$—1,7	14—$2,0\cdot10^4$
Видимое излучение	0,74—0,40	$4,0\cdot10^{14}$—$7,5\cdot10^{14}$	$1,35\cdot10^4$—$2,5\cdot10^4$	1,7—3,1	$2,0\cdot10^4$—$3,6\cdot10^4$
УФ-излучение	0,40—10^{-3}	$7,5\cdot10^{14}$—$3,0\cdot10^{16}$	$2,5\cdot10^4$—10^8	3,1—125	$3,6\cdot10^4$—$1,4\cdot10^6$

СПЕРИМАГНЕТИЗМ (от греч. spéirō — рассеиваю, разбрасываю) — магн. состояние аморфного твёрдого тела с двумя или большим числом хаотических подсистем химически различающихся магн. атомов (ионов), в к-ром по крайней мере одна из подсистем магн. моментов атомов «заморожена» так, что образует асперомагнитную структуру [1] (см. *Спероманетизм*). Результирующие магн. моменты каждой из подсистем магн. атомов могут быть направлены как параллельно, так и антипараллельно друг другу (рис.), т. е. сперимагнетик является хаотическим неколлинеарным ферримагнетиком. С. наблюдался в нек-рых аморфных системах класса «редкоземельный металл (с ненулевым орбитальным моментом атомов) — ферромагн. металл группы железа», напр. Nd—Co, Nd—Fe, Dy—Co, Dy—Fe [2]. В случае хим. неразличимости магн. атомов сперимагнитная структура тождественна асперомагнитной.

Примеры сперимагнитных структур.

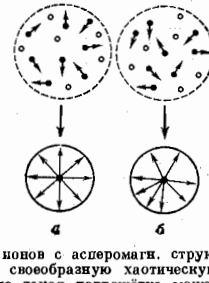
Лит.: 1) Coey J. M. D., Amorphous magnetic order, «J. Appl. Phys.», 1978, v. 49, № 3, p. 1646; 2) Taylor R. C. и др., Magnetic properties of amorphous neodymium-transition-metal films, «J. Appl. Phys.», 1978, v. 49, № 5, p. 2885.

М. В. Медведев.

СПЕРОМАГНЕТИЗМ (от греч. spéirō — рассеиваю, разбрасываю) — магн. состояние *аморфных магнетиков*, в к-ром равновесные ориентации локализов. *магнитных моментов* распределены в пространстве хаотически (суммарная намагниченность отсутствует) и корреляции между ориентациями близлежащих атомных магн. моментов исчезают на интервале неск. межатомных расстояний [1]. Осн. микроскопич. причиной возникновения С. является существование хаотической одноионной *магнитной анизотропии* типа «лёгкая ось» с энергией $D\Sigma_i(\boldsymbol{n}_i\boldsymbol{S}_i)^2$ (где $D > 0$ [2 и 3]), к-рая в случае относительно малого значения параметра *обменного взаимодействия* ($J > 0$ или $J < 0$, $D/|J| \gtrsim 1$) вынуждает эфф. моменты $\boldsymbol{S}_i$ подстраиваться к хаотически распределённым локальным *осям лёгкого намагничивания* $\boldsymbol{n}_i$. Такой механизм характерен для металлич. стёкол типа «редкоземельный металл (с ненулевым орбитальным моментом ионов) — благородный или переходный металл», напр. аморфные системы типа Dy—Cu, Tb—Ag. По своей *магнитной атомной структуре* и осн. особенностям магн. свойств сперомагнетики — частный случай *спиновых стёкол*. Термин «спиновые стёкла» чаще относят к магнетикам, в к-рых величина и знак обменного взаимодействия меняются случайным образом, в силу чего атомные магн. моменты в них ориентированы хаотически.

В случае нарушения сферич. симметрии распределения случайных ориентаций магн. моментов возникает состояние, называемое а с п е р о м а г н е т и з м о м (сокращение от «асимметричный сперомагнетизм»), с ненулевой намагниченностью, т. к. бо́льшая часть атомных магн. моментов образует острые углы с направлением намагниченности, а меньшая часть — тупые (рис.). Асперомагнетизм (своеобразный неколлинеарный ферромагнетизм) является состоянием промежуточного типа между состоянием спинового стекла и обычным коллинеарным ферромагнетизмом. Поэтому он обладает как особенностями спин-стекольного состояния (эффекты магн. вязкости и необратимости магн. изменений из-за наличия многократно вырожденных минимумов свободной энергии, отделённых друг от друга потенц. барьерами), так и дальним ферромагн. порядком [4]. Однако асперомагнетизм является метастабильным состоя-

нием, отделённым потенц. барьером от осн. состояния спин-стекольного типа [5 и 6]. Наличие регулярной пространственной составляющей в магн. анизотропии (к-ран может, напр., возникнуть благодаря механизму магнитоупругой связи с внутр. или внеш. напряжениями образца) может стабилизировать аспромагнетизм со спонтанным дальним ферромагн. порядком. Такая ситуация, по-видимому, реализуется в аморфных сплавах Cd—Ag со слабой хаотич. анизотропией [7].



Схематическое изображение спероманитной (*а*) и аспероманитной (*б*) структур.

Если подсистему магн. ионов с аспероманг. структурой рассматривать как своеобразную хаотическую *магнитную подрешётку*, то такая подрешётка может выступать базовым элементом построения более сложных хаотических маги. структур в неупорядоченных магнетиках с неск. сортами магн. ионов (см. *Спериманетизм*) [8].

Лит.: 1) Coey J. M. D., Amorphous magnetic order, «J. Appl. Phys.», 1978, v. 49, № 3, p. 1646; 2) Harris R., Plischke M., Zuckermann M. J., New model for amorphous magnetism, «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, № 3, p. 160; 3) Cochrane R. W., Harris R., Zuckermann M. J., The role of structure in the magnetic properties of amorphous alloys, «Phys. Repts», 1978, v. 48, № 1, p. 1; 4) Sellmeyer D. J., Nafis S., Random magnetism in amorphous rare earth alloys, «J. Appl. Phys.», 1985, v. 57, № 8, p. 3584; 5) Pelcovits R. A., Pytte E., Rudnick J., Spin-glass and ferromagnetic behavior induced by random uniaxial anisotropy, «Phys. Rev. Lett.», 1978], v. 40, № 7, p. 476; 6) Jayaprakash G., Kirkpatrick S., Random anisotropy models in the Ising limit, «Phys. Rev. B», 1980, v. 21, № 5, p. 4072; 7) von Molnar S. и др., Random anisotropy effects in amorphous rare earth alloys (invited), «J. Appl. Phys.», 1982, v. 53, № 11, p. 7666; 8) Хёрдк. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, пер. с англ., «УФН», 1984, т. 142, в. 2, с. 331.
М. В. Медведев.

СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (частная теория относительности) — физ. теория пространства-времени для областей, в к-рых можно пренебречь полями тяготения и в к-рых могут быть введены локально *инерциальные системы отсчёта*. Подробнее см. *Относительности теория*.

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ — отдельные классы функций, возникающих во многих теоретич. и прикладных задачах, обычно при решении дифференц. ур-ний. В физике чаще всего встречаются гамма-функции (см. *Эйлера интегралы*), *ортогональные полиномы, сферические функции, цилиндрические функции, гипергеометрические функции* и *вырожденные гипергеометрические функции, параболического цилиндра функции*, интегральные синус и косинус, интеграл вероятности (см. *Интегральные функции*), *Матьё функции, эллиптические функции* и др. Все перечисленные ф-ции, за исключением гамма-функции, ф-ний Матьё и эллиптич. ф-ций, являются решениями обыкновенного дифференц. ур-ния 2-го порядка:

$$u''+\frac{\tilde{\tau}(z)}{\sigma(z)}u'+\frac{\tilde{\sigma}(z)}{\sigma^2(z)}u=0, \qquad (1)$$

где $\sigma(z)$, $\tilde{\sigma}(z)$ — полиномы, степень к-рых не выше 2, $\tilde{\tau}(z)$ — полином, степень к-рого не выше 1, z — комплексная переменная.

Напр., ур-ние Бесселя

$$z^2u''+zu'+(z^2-\nu^2)u=0$$

является частным случаем ур-ния (1) при $\sigma(z)=z$, $\tilde{\tau}(z)=1$, $\tilde{\sigma}(z)=z^2-\nu^2$. С помощью замены $u=\varphi(z)y$ и выбора ф-ции $\varphi(z)$ ур-ние (1) можно привести к виду:

$$\sigma(z)y''+\tau(z)y'+\lambda y=0 \qquad (2)$$

[$\tau(z)$ — полином, степень к-рого не выше 1, λ — постоянная]. При

$$\lambda=\lambda_n=-n\tau'-n(n-1)\sigma''/2, \quad n=0,1,\ldots \qquad (3)$$

ур-ние (2) имеет полиномиальные решения, определяемые ф-лой Родрига:

$$y=y_n(z)=\frac{B_n}{\rho(z)}\frac{d^n}{dz^n}[\sigma^n(z)\rho(z)] \qquad (4)$$

[B_n — нормировочная постоянная, n — степень полинома, ф-ция $\rho(z)$ удовлетворяет ур-нию $(\sigma\rho)'=\tau\rho$], к-рые после линейной замены переменной переходят в классич. ортогональные полиномы (полиномы Якоби, Лагерра и Эрмита).

Ур-ние (2) в зависимости от степени полинома $\sigma(z)$ можно привести к следующим канонич. видам:

$$z(1-z)y''+[\gamma-(\alpha+\beta+1)z]y'-\alpha\beta y=0$$

(гипергеометрическое уравнение Гаусса),

$$zy''+(\gamma-z)y'-\alpha y=0$$

(вырожденное гипергеометрическое уравнение),

$$y''-2zy'+2\nu y=0$$

(уравнение Эрмита).

Обобщая ф-лу Родрига (4), можно получить в явном виде частные решения ур-ния (2) при произвольных λ в виде интегрального представления

$$y=y_\nu(z)=\frac{C_\nu}{\rho(z)}\int_C\frac{\sigma^\nu(s)\rho(s)}{(s-z)^{\nu+1}}ds, \qquad (5)$$

где величина ν связана с λ соотношением, аналогичным соотношению (3):

$$\lambda+\nu\tau'+\nu(\nu-1)\sigma''/2=0,$$

ф-ция $\rho(s)$ — решение ур-ния

$$[\sigma(s)\rho(s)]'=\tau(s)\rho(s),$$

контур C — отрезок прямой (s_1, s_2), на концах к-рого выполнено условие:

$$\left.\frac{\sigma^{\nu+1}(s)\rho(s)}{(s-z)^{\nu+1}}\right|_{s=s_1,s_2}=0.$$

Контуры такого вида можно выбрать лишь при нек-рых ограничениях, наложенных на коэф. ур-ния (2). Распространение результатов, полученных при таких ограничениях, на более общие случаи можно получить с помощью аналитич. продолжения решений. Из интегрального представления (5) легко вывести все свойства перечисленных С. ф.: разложения в степенные ряды, разл. функциональные соотношения, асимптотич. разложения и др.

При помощи аналогичных рассуждений можно построить теорию разностных аналогов С. ф., в частности классич. ортогональных полиномов дискретной переменной на равномерных и неравномерных сетках.

С. ф. возникают обычно при разделении переменных и отыскании собств. ф-ций дифференц. операторов в нек-рых системах координат. Такие операторы часто инвариантны относительно к.-л. группы преобразований, к-рые переводят собств. ф-ции оператора в собств. ф-ции, отвечающие тому же собств. значению. Т. о., каждому

элементу группы ставится в соответствие линейное преобразование в пространстве собств. ф-ций, наз. *представлением группы*. Поэтому существует связь между С. ф. и матричными элементами представлений групп. Используя свойства представлений, можно получить разл. ф-лы для С. ф., напр. ф-лы сложения, интегральные представления, рекуррентные ф-лы.

Так, представлении группы движении евклидовой плоскости связаны с цилиндрич. ф-циями, представления группы вещественных унимодулярных матриц 2-го порядка — с гипергеом. ф-циями. Особенно часто в физике используют представления группы вращений трёхмерного пространства, с ними связаны *Вигнера функции*, *Клебша — Гордана коэффициенты* и *Вигнера 6j-символы*, к-рые можно выразить через ортогональные полиномы непрерывного или дискретного аргумента. Напр., ф-ции Вигнера удаётся записать с помощью полиномов Якоби или полиномов Кравчука. Коэф. Клебша—Гордана и 6*j*-символы Вигнера можно выразить через полиномы Хана и полиномы Рака.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1973—74; Виленкин Н. Я., Специальные функции и теория представлений групп, 2 изд., М., 1991; 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.*

СПИН (от англ. spin — вращаться, вертеться) — собственный момент количества движения элементарных частиц, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого. С. наз. также собств. момент кол-ва движения атомного ядра или атома; в этом случае С. определяется как векторная сумма (вычисленная по правилам сложения моментов в квантовой механике) С. элементарных частиц, образующих систему, и орбитальных моментов этих частиц, обусловленных их движением внутри системы.

С. измеряется в единицах $\hbar$ и равен $J\hbar$, где J — характерное для каждого сорта частиц целое (в т. ч. нулевое) или полуцелое положит. число — т. н. спиновое *квантовое число*, к-рое обычно называют просто С.; в связи с этим говорят о целом или полуцелом С. частицы. Полуцелым С. обладают, напр., электроны, протоны, нейтрино и их античастицы. С. π- и K-мезонов равен нулю, С. фотона равен 1.

Проекция С. на любое фиксиров. направление z в пространстве может принимать значения $-J$, $-J+1$,..., $+J$. Т. о., частица со С. J может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J=1/2$ — в двух состояниях), что эквивалентно наличию у неё дополнит. внутр. степени свободы. Квадрат вектора С., согласно квантовой механике, равен $\hbar J(J+1)$. Со С. частицы, обладающей ненулевой массой покоя, связан спиновый магн. момент $\mu=\gamma J\hbar$; коэф. γ наз. магнитомеханическим (или гиромагнитным) отношением.

Концепция С. введена в физику в 1925 Дж. Уленбеком (G. Uhlenbeck) и С. Гаудсмитом (S. Goudsmit), предложившими (на основе анализа спектроскопич. данных), что электрон можно рассматривать как «вращающийся волчок» (отсюда и термин «С.») с собств. механич. моментом $1/2$ и собственным (спиновым) магн. моментом, равным магнетону Бора $\mu_B=\hbar e/2mc$ (e и m — заряд и масса электрона). Т. о., для С. электрона гиромагн. отношение $\gamma=e/mc$, т. е. с точки зрения классич. электродинамики является аномальным: для орбитального движения электрона и для любого движения классич. системы заряж. частиц с данным отношением e/m оно в 2 раза меньше ($e/2mc$).

Учёт С. электрона позволил В. Паули (W. Pauli) сформулировать принцип запрета, утверждавший, что в произвольной физ. системе не может быть двух электронов, находящихся в одном и том же квантовом состоянии (см. *Паули принцип*). Наличие у электрона С., равного $1/2$, объяснило мультиплетную структуру атомных спектров (*тонкую структуру*), особенности расщепления спектральных линий в магн. полях (*Зеемана эффект*), порядок заполнения электронных оболочек в многоэлектронных атомах (а следовательно, и закономерности периодич. системы элементов), ферромагнетизм и др. явления.

Существование у протона С., равного $1/2$, постулировано на основе опытных данных Д. М. Деннисона (D. M. Dennison, 1927). Эксперим. проверка этой гипотезы привела к открытию *сверхтонкой структуры* уровней энергии атома.

С. частиц однозначно связан с характером статистики, к-рой они подчиняются. Как показал Паули (1940), из квантовой теории поля следует, что все частицы с целым С. подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* (являются бозонами), с полуцелым С.— *Ферми — Дирака статистике* (фермионы). Для фермионов (напр., электронов) справедлив принцип Паули, для бозонов он не имеет силы.

В матем. аппарат нерелятивистской квантовой механики С. был введён Паули; при этом описание С. носило феноменологич. характер. Наличие у электрона С. и спинового магн. момента непосредственно вытекает из релятивистского *Дирака уравнения* (к-рое для электрона в эл.-маги. поле в пределе малых скоростей переходит в *Паули уравнение* для нерелятивистской частицы со С. $1/2$).

Величина С. определяет трансформац. свойства полей, описывающих эти частицы. При *Лоренца преобразованиях* поле, соответствующее частице со С. $J=0$, преобразуется как скаляр (или псевдоскаляр); поле, описывающее частицу с $J=1/2$,— как спинор, с $J=1$ — как вектор (или псевдовектор) и т. д.

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

СПИНОВАЯ ДИФФУ́ЗИЯ — процесс пространственного выравнивания неоднородной спиновой поляризации в системе локализов. магн. моментов. В отличие от обычной *диффузии*, связанной с массопереносом, при С. д. распространяется лишь спиновое возбуждение, тогда как сами носители спиновых моментов (парамагн. ионы, радикалы, атомные ядра) не перемещаются.

При помещении парамагн. вещества, содержащего частицы с нескомпенсиров. спином S, во внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$ возникает отличная от нуля с п и н о в а я п о л я р и з а ц и я $P=\langle S_Z\rangle/S$, где $\langle S_Z\rangle$ — ср. значение проекции спинов S_Z на направление поля (ось Z). В условиях термодинамич. равновесия при темп-ре T_0 поляризация определяется *Больцмана распределением* парамагн. частиц по энергетич. уровням, возникающим вследствие квантования S_Z (см. *Зеемана эффект*). В простейшем случае $S=1/2$ возможны всего две ориентации спина: вдоль и против поля $\boldsymbol{H}$; при этом $P=\mathrm{th}(\hbar\gamma H/2kT_0)$, где γ — *магнитомеханическое отношение*. При нарушении равновесия между спиновой системой и «решёткой» (термостатом) величина P определяется *спиновой температурой* $T_S\neq T_0$. Процессы С. д. возникают в тех случаях, когда пространственное распределение величины P оказывается неоднородным, т. е. $\mathrm{grad}\,P\neq 0$. Передача избытка поляризации между соседними парамагн. частицами происходит в направлении выравнивания T_S за счёт магн. *диполь-дипольного взаимодействия* или спин-спинового *обменного взаимодействия*. Элементарный акт этого процесса состоит в одноврем. изменении ориентации спинов двух частиц в противоположных направлениях при сохранении их суммарной проекции S_Z и суммарной маги. энергии в поле $\boldsymbol{H}$. Такой акт носит резонансный характер и эффективен лишь при близости частот магн. резонанса взаимодействующих частиц.

Усреднённое макроскопич. описание этого процесса в ряде простейших случаев приводит к обычному ур-нию диффузии для величины $P(\boldsymbol{r},t)$, где $\boldsymbol{r}$ — пространственная координата, t — время.

Роль С. д. наиб. существенна в ядерных спиновых системах твёрдых тел, где она обычно определяется магн. диполь-дипольным взаимодействием между соседними

ядрами. В этом случае коэф. С. д. $D \sim 0{,}1k\gamma^3/a$, где a — расстояние между ближайшими ядерными спинами. С. д. значительно ускоряет процессы спин-решёточной релаксации и динамич. поляризации ядер, обеспечивая перенос неравновесной спиновой поляризации к примесным парамагн. центрам, осуществляющим передачу энергии ядерных спинов в решётку (см. *Релаксация магнитная*, *Оверхаузера эффект*).

В магниторазбавленных электронных парамагнетиках С. д. осложнена нерегулярным расположением примесных парамагн. центров и значительным неоднородным уширением линий электронного парамагнитного резонанса. В таких системах С. д. может сопровождаться т. н. спектральной диффузией — распространением спинового возбуждения по спектру магн. резонанса.

Явления, сходные со С. д., характерны также для миграции оптич. возбуждения в люминесцентных средах, в частности в активных материалах *лазеров*.

Лит.: Хуцишвили Г. Р., Спиновая диффузия, «УФН», 1965, т. 87, с. 211; 1968, т. 96, с. 441; Ацаркин В. А., Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках, М., 1980; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых неметаллических парамагнетиках, М., 1975.

В. А. Ацаркин.

С. д. в магнитоупорядоченных веществах, теоретически рассмотренная Л. Ван Ховом (L. Van Hove, 1954) и П. Ж. де Женом (P. G. de Gennes, 1958) и наблюдавшаяся экспериментально с помощью магн. рассеяния нейтронов, является, как и в парамагнетиках, одним из механизмов, определяющих динамику спиновой плотности $S(\boldsymbol{r},t)$ или намагниченности $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)$.

В отличие от парамагнетиков, в магнитоупорядоченных веществах значение энергии обменного взаимодействия значительно больше энергии зеемановского взаимодействия. Поэтому неоднородное и неравновесное распределение намагниченности вызывается главным образом не внеш. полем, а коррелированными *спиновыми флуктуациями*.

Ниже критич. темп-ры T_c (напр., *Кюри точка* для ферромагнетика или *Нееля точки* для антиферромагнетика) динамика намагниченности носит преимущественно не диффузионный, а волновой характер (см. *Спиновые волны*). Однако в условиях сильного затухания и малого времени жизни *магнонов* (T близко к T_c) волновая динамика намагниченности сменяется диффузионной, что проявляется, в частности, в виде т. н. центрального (квазиупругого) пика в сечении критич. магн. рассеяния нейтронов. Выше критич. темп-ры T_c С. д. становится основным механизмом пространственного выравнивания неоднородной намагниченности. Особенности С. д. в парамагнитной области ($T > T_c$) магнитоупорядоченных веществ по сравнению со С. д. в обычных парамагнетиках проявляется в критическом замедлении (аномальное возрастание вблизи T_c времён магнитной релаксации). Аналогичными свойствами обладают и др. кинетич. и резонансные характеристики (напр., затухание ультразвука в магнетиках, ширина линии ЭПР и др.).

Лит.: Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

Ю. Р. Рудой.

СПИНОВАЯ СВЕРХТЕКУ́ЧЕСТЬ — совокупность явлений, связанных с существованием бездиссипативного механизма переноса намагниченности в сверхтекучем ^{3}He. При переходе в сверхтекучее состояние атомы ^{3}He образуют конденсат из куперовских пар в состоянии с полным спином $S = 1$ (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*). Поэтому *параметр порядка* ^{3}He содержит угл. переменные φ, описывающие ориентацию системы спинов куперовских пар. Энергия системы не зависит ни от фазы волн ф-ции конденсата, ни от этих угл. переменных. Такое вырождение состояний в случае возникновения градиента к.-л. из углов φ приводит к появлению спинового сверхтока $I(M_i) \sim \nabla\varphi$, где M_i — компонента намагниченности $i = x, y, z$. Спиновый сверхток в сверхтекучем ^{3}He представляет собой встречное гидродинамич. течение двух взаимопроникающих сверхтекучих жидкостей с противоположно направленными спинами куперовских пар, не сопровождающееся переносом массы.

С. с. была обнаружена в экспериментах по ЯМР в сверхтекучем ^{3}He—B (А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, 1984—88) и теоретически исследована в работах И. А. Фомина (1984—88). В условиях ЯМР в качестве параметра порядка в ^{3}He — B удобно выбрать матрицу трёхмерных вращений R_{ik}, параметризуемую тремя углами Эйлера α, β, γ. Если внеш. поле $\boldsymbol{H}$ направлено вдоль оси z, то углы α и β определяют направление прецессирующей намагниченности $\boldsymbol{M}$, а угол γ — вращение спиновой системы вокруг $\boldsymbol{M}$. Угол β между $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{H}$ определяет величину проекции намагниченности M_z, а угол α — фазу прецессии $\boldsymbol{M}$ вокруг $\boldsymbol{H}$. Система вырождена по углу α, к-рый можно рассматривать как фазу параметра порядка.

Экспериментально сверхтекучий ток проекции намагниченности M_z наблюдался как вдоль приложенного поля $\boldsymbol{H}$, когда градиент фазы создавался за счёт продольного градиента поля, так и перпендикулярно $\boldsymbol{H}$ по капилляру, соединявшему две экспериментальные камеры, в к-рых ЯМР возбуждался от независимых генераторов на одной частоте, но с разными фазами.

Возможность эксперим. наблюдения С. с. методом ЯМР в ^{3}He—B связана с наблюдаемой в нём характерной особенностью зависимости частоты ЯМР ω от угла β: при $0 \leqslant \beta \leqslant \beta_0 = \arccos(-1/4)$ частота ω не зависит от β, а при $\beta > \beta_0$ начинает резко расти. Эта особенность и существование С. с. приводят к тому, что при возбуждении ЯМР радиочастотным полем с частотой в объёме ^{3}He—B, помещённом в неоднородное магн. поле, этот объём разбивается на два домена: в области сильного поля ($H > \omega/\gamma$, γ — гиромагнитное отношение) прецессия не возбуждается вовсе и $\beta = 0$, в поле $H \leqslant \omega/\gamma$ возбуждается прецессия на общей частоте ω и с общей фазой прецессии α, определяемой генератором. При этом на границе между доменами угол $\beta = \beta_0$ и нарастает в области более слабого поля, называемой *однородно прецессирующим доменом*.

Для С. с. имеет место весь комплекс явлений, характерных для обычной сверхтекучести: четвёртый звук, ограничение величины сверхтекучего переноса намагниченности — критич. спиновый ток с образованием центров проскальзывания фазы, стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона, квантование циркуляции сверхтекучей скорости и образование квантованных спиновых вихрей. В отличие от обычной сверхтекучести и сверхпроводимости, где фаза конденсата ненаблюдаема, фаза прецессии наблюдаема. Поэтому удаётся измерить разность фаз на концах канала, сброс фазы при одном акте проскальзывания, а также точную локализацию центра проскальзывания фазы и распределение фазы по каналу.

В отличие от обычной сверхтекучести, в ^{3}He—B наряду с бездиссипативным переносом намагниченности, возникающим вследствие образования когерентного состояния, при наличии градиентов углов α и β обязательно присутствуют и диффузионные диссипативные спиновые потоки. Спиновая диффузия, а также др. механизмы диссипации приводят к несохранению параллельной полю компоненты намагниченности, что соответствовало бы несохранению массы сверхтекучей компоненты в ^{4}He или несохранению заряда в сверхпроводниках.

Явление С. с. возможно не только в сверхтекучем ^{3}He—B, но и в антиферромагнетиках, релятивистские взаимодействия в к-рых сохраняют вырождение по относит. фазе прецессии намагниченности подрешёток.

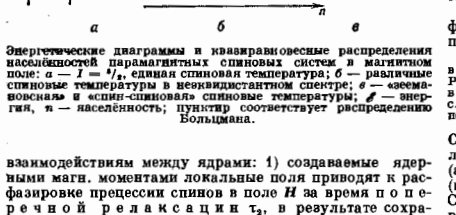
Лит.: Фомин И. А., Стационарный спиновый сверхток в ^{3}He—B, «ЖЭТФ», 1988, т. 94, с. 112; Fomin I. A., Spin currents in superfluid ^{3}He, «Physica B», 1991, v. 169, p. 153; Borovik-Romanov A. S. и др., NMR and magnetic supercurrent in ^{3}He—B, «Physica Scripta», 1991, v. T35, p. 136.
А. С. Боровик-Романов, В. П. Минеев.

СПИНОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА — термодинамич. величина, характеризующая состояние внутр. квазиравновесия в подсистеме спиновых степеней свободы вещества. Наиб. распространение понятие С. т. получило при описании электронных и ядерных *парамагнетиков*. В этом случае С. т. T_s определяет вероятность W_i нахождения системы частиц, обладающих спином, в стационарном состоянии с энергией $\mathscr{E}_i$:

$$W_i = Z^{-1}\exp(-\mathscr{E}_i/kT_s), \qquad (1)$$

где Z — статистич. сумма. Соотношение (1) аналогично обычному *каноническому распределению Гиббса*, однако $\mathscr{E}_i$ — лишь часть полной энергии системы, зависящая от спиновых переменных. Предполагается, что локальное внутр. равновесие в спиновой подсистеме (квазиравновесие) устанавливается гораздо быстрее, чем равновесие между спиновой подсистемой и остальными степенями свободы (истинное равновесие с темп-рой T_0).

Примером может служить система ядер, обладающих спином $I \neq 0$ и гиромагн. отношением γ, в твёрдом теле, помещённом во внеш. пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$. Взаимодействие магн. момента ядра с этим полем приводит к образованию $2I + 1$ уровней энергии $\mathscr{E}_j$, разделённых равными интервалами $\hbar\gamma H$ и соответствующих разл. значениям проекции I_z ядерного спина на направление $\boldsymbol{H}$ (рис., *а*). Внутр. квазиравновесие в этой системе устанавливается благодаря спин-спиновым



Энергетические диаграммы и квазиравновесные распределения населённостей парамагнитных спиновых систем в магнитном поле: *а* — $I = {}^1/_2$, единая спиновая температура; *б* — различные спиновые температуры в неквидистантном спектре; *в* — «зеемановская» и «спин-спиновая» спиновые температуры; $\mathscr{E}$ — энергия, n — населённость; пунктир соответствует распределению Больцмана.

взаимодействиям между ядрами: 1) создаваемые ядерными магн. моментами локальные поля приводят к расфазировке прецессии спинов в поле $\boldsymbol{H}$ за время п о п е р е ч н о й р е л а к с а ц и и τ_2, в результате сохраняющейся макроскопич. характеристикой системы остаётся ср. значение I_z; 2) взаимные «перевороты» ядерных спинов, вызванные спин-спиновым взаимодействием, приводят к «забыванию» их нач. распределения по состояниям также за время $\sim\tau_2$. Поэтому на интервалах времени $t \gg \tau_2$ можно считать спиновую подсистему квазиравновесной. Обычно $\tau_2 \sim 10^{-5}$—10^{-4} с оказывается много меньше времени спин-решёточной релаксации $\tau_1 \sim 10^{-2}$—10^3 с.

Распределение (1) сводится при этом к *Больцмана распределению* населённостей n_j по уровням $\mathscr{E}_j$:

$$n_j/n_k = \exp[(\mathscr{E}_k - \mathscr{E}_j)/kT_s]. \qquad (2)$$

Если спиновая система не подвергается внеш. воздействиям, она приходит в равновесие с решёткой, играющей роль термостата; при этом $T_s = T_0$. Однако при воздействии резонансного радиочастотного магн. поля с частотой $\omega = \gamma H$, индуцирующего квантовые переходы между соседними магн. уровнями [см. *Ядерный магнитный резонанс* (ЯМР)], населённости уровней постепенно выравниваются, что в соответствии с (2) означает повышение С. т. В пределе $n_j/n_k \to 1$ и $T_s \to \to\infty$ (насыщение ЯМР).

Понятие С. т. обобщается также на системы с разл. расстояниями между соседними уровнями энергии, что типично для *электронного парамагнитного резонанса*, *ядерного квадрупольного резонанса* и др. В этом случае отсутствие резонанса между разл. переходами спектра препятствует установлению квазиравновесия с единой С. т. T_s. Однако каждой паре уровней j, k можно приписать, следуя (2), свою «парциальную» С. т. T_{jk}.

При насыщении к.-л. перехода (напр., $1 \to 3$ на рис., *б*) населённости этих уровней выравниваются и соответствующая С. т. $T_{13} \to \infty$, тогда как на др. переходах С. т. может оказаться как выше, так и ниже T_0 или стать отрицательной (см. *Отрицательная температура*). Последнее означает, в соответствии с (2), что населённость верх. уровня больше, чем нижнего (см. уровни 3, 2 на рис., *б*). Возможность состояний с отрицательной С. т. характерна для систем (не только спиновой природы), спектр энергии к-рых ограничен сверху. Такие состояния способны к *вынужденному испусканию* эл.-магн. поля, с ними связана работа *квантовых генераторов* и усилителей (см. также *Лазер*).

Термодинамический смысл С. т. более полно проявляется в твёрдых парамагнетиках при учёте энергии спин-спиновых взаимодействий. При этом каждый уровень $\mathscr{E}_j$ расщепляется в квазинепрерывную полосу шириной $\sim\hbar\gamma H_L$, где H_L — ср. локальное поле. При $H \gg H_L$ квазиравновесие в такой системе описывается двумя С. т.: «зеемановской» T_{sz} и «спин-спиновой» T_{ss}. Они характеризуют соответственно распределения населённостей по уровням $\mathscr{E}_j$ и внутри непрерывных полос (рис., *в*).

Адиабатич. уменьшение поля H за время $t \ll \tau_1$ приводит к понижению С. т. В частности, при адиабатич. размагничивании до $H = 0$ получается $T_s = T_0 H_L/H$. Адиабатич. размагничивание электронных и ядерных парамагнетиков используют для *магнитного охлаждения* до темп-р ниже 1К.

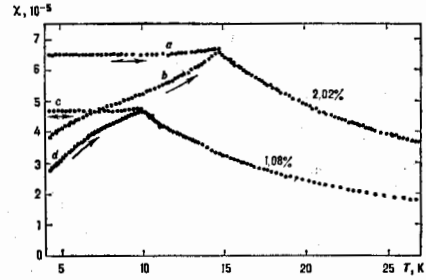
В магнитоупорядоченных веществах (ферро- и антиферромагнетиках) аналогом С. т. является эфф. темп-ра подсистемы магнонов (см. *Релаксация магнитная*).

Лит.: Гольдман М., Спиновая температура и ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1972; Ацарнии В. А., Родак М. И., Температура спин-спиновых взаимодействий в электронном парамагнитном резонансе, «УФН», 1972, т. 107, с. 3; Абрагам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.
В. А. Ацаркин.

СПИНОВОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО́ — квантовое число, определяющее величину *спина* квантовой системы (атома, иона, атомного ядра, молекулы), т. е. её собств. (внутр.) момента кол-ва движения (момента импульса). Спиновый момент импульса $\boldsymbol{s}$ квантуется: его квадрат определяется выражением $\boldsymbol{s}^2 = \hbar s(s+1)$, где s — С. к. ч. (называемое часто просто спином). Проекция вектора $\boldsymbol{s}$ на произвольное направление z также квантуется: для частиц с ненулевой массой $s_z = \hbar m_s$ (где m_s — магнитное спиновое число), т. е. принимает $2s + 1$ значений. Число s может принимать целые, нулевые или полуцелые значения.

СПИНОВОЕ СТЕКЛО́ — магнетик, в к-ром ниже определённой темп-ры (темп-ра замерзания T_f) возникает термодинамич. неравновесное метастабильное магн. состояние (также паз. С. с.), к-рое характеризуется «замороженным» (отсутствуют термодинамич. флуктуации) пространств. распределением ориентаций спиновых магн. моментов. Состояние С. с. вызывается, как правило, наличием в системе хаотически расположенных магн. моментов, конкурирующих (т. е. имеющих разл. знаки, величину и пространственную зависимость) взаимодействий и обусловленной ими *фрустрации* магн. моментов (см. ниже), поэтому состояние С. с. обычно возникает в неупорядоченных или *аморфных*

магнетиках. Выше T_f С. с. переходит в равновесную магн. фазу (напр., парамагнитную). У любых веществ в состоянии С. с. существует ближний магн. порядок; дальний магн. порядок может реализовываться (см. *Аспромагнетизм*, *Спримагнетизм*) или отсутствовать (см. *Спромагнетизм*). Неравновесность состояния С. с.



Температурные зависимости χ (T) статической магнитной восприимчивости сплава Cu — Mn для 1,08 и 2,02 атомных % Mn. Участки *a* и *c* получены в поле $5{,}0 \cdot 10^{-4}$ Тл, которое было приложено к образцам выше T_f ещё до их охлаждения. Участки *b* и *d* были получены после охлаждения образцов ниже T_f без магнитного поля и последующим повышением температуры в поле $5{,}9 \cdot 10^{-4}$ Тл.

определяет зависимость его физ. параметров от времени, магн. и термич. предыстории (как физ., так и технол.) данного образца, а также от степени однородности, хим. чистоты и др. Всё это резко осложняет получение воспроизводимых эксперим. результатов. Для С. с. характерны макроскопич. необратимые эффекты, в т. ч. *магнитная вязкость*, *магнитное старение*, *гистерезис магнитный* и обусловленные ими явления магн. последействия и памяти.

Характерными признаками магнитного фазового перехода и состояние С. с. в пост. внеш. магн. поле H являются: возникновение при $T > T_f$ и малых H намагниченности m и её рост при понижении темп-ры вплоть до T_f; наличие при $T = T_f$ резкого излома (быстро сглаживающегося с ростом H) статич. магн. восприимчивости $\chi = \partial M/\partial H$ (рис.), линейный ход магн. составляющей теплоёмкости C при низких T и отсутствие особенности C при $T = T_f$; отсутствие брэгговских пиков в магнитном рассеянии нейтронов, критич. замедление спиновой диффузии и др. При наблюдении перехода в фазу С. с. в переменном внеш. магн. поле с частотой ω обнаруживается ряд необычных для др. магн. фаз явлений: частотная зависимость (дисперсия) темп-ры замерзания T_f, появление мнимой части динамич. восприимчивости $\chi''(\omega)$, наличие долговременной (логарифмич.) *релаксации магнитной* и НЧ-шумов.

Состояние С. с. наблюдалось ещё с нач. 60-х гг. в разбавленных бинарных металлич. сплавах и твёрдых растворах A_xB_{1-x}, содержащих магн. ионы в немагн. матрице (А — магн. ион переходного металла Mn, Fe; В — немагн. ион благородного металла Ag, Au или меди) в определённом интервале концентраций x; однако термин «С. с.» возник лишь после детальных работ В. Каннеллы и Дж. Мидоша (V. Cannella, J. Mydosh, 1972). Характерные для С. с. эксперим. результаты были получены на магн. диэлектрике $Eu_xSr_{1-x}S$ при $0{,}13 \leqslant x \leqslant 0{,}64$ (при $x < 0{,}13$ в образце возникает *суперпарамагнетизм*, а при $x > 0{,}64$ — *ферромагнетизм*), на ряде бинарных и тройных систем, напр. на интерметаллич. сплавах переходных металлов друг с другом (Fe — Ni) и с редкоземельными металлами (Fe — Tb), редкоземельных сплавах типа Y — Tb, La — Cd, метглассах, полупроводниках HgTe или CdTe, легированных Mn и др. Типичные магн. фазовые диаграммы с состоянием С. с. см. на рис. 5—8 в ст. *Магнитный фазовый переход*.

К проявляющимся в этих веществах конкурирующим взаимодействиям, влияющим на установление разл. видов магн. упорядочения, относятся: *обменное взаимодействие* и *косвенное обменное взаимодействие* ферро- и антиферромагн. характера; зависящее от взаимной ориентации магн. моментов *диполь-дипольное взаимодействие*; осциллирующее *РККИ-обменное взаимодействие*. В регулярных кристаллич. структурах такие взаимодействия могут приводить к появлению сложной неколлинеарной *магнитной атомной структуры* (в т. ч. несоизмеримой). В нерегулярных твердотельных системах (аморфных веществах, неупорядоченных двух- или многокомпонентных сплавах и твёрдых растворах) благодаря конкуренции и хаотич. взаимному расположению магн. и примесных ионов (вызывающих иногда случайное изменение локальной оси магн. анизотропии) возникает фрустрация магн. моментов, приводящая к образованию состояния С. с. В этом случае для расчёта наблюдаемых физ. величин кроме обычного термодинамич. усреднения по ансамблю систем с *Гиббса распределением* вероятности (обозначаемого $\langle \ldots \rangle$) необходимо дополнит. усреднение (обозначаемое чертой сверху) по всем возможным реализациям хаотич. расположения магн. моментов или набора взаимодействий между ними; при этом в качестве ф-ции распределения обычно выбирается комбинация дельта-фуункций или *Гаусса распределение*. Полное (но математически сложное) решение задачи усреднения по случайным конфигурациям для свободной энергии С. с. даёт т. н. метод реплик (от франц. replique — копия, образ).

В отличие от обычных магнитоупорядоченных фаз, в С. с. фрустрированное осн. состояние имеет в пространстве конфигураций магн. моментов не один глобальный минимум энергии (или при наличии вырождения небольшое их число, ведущее к появлению *магнитной доменной структуры*), а макроскопич. большое (растущее экспоненциально с ростом числа магн. моментов N) число локальных минимумов (долин), обладающих иерархической (ультраметрической) структурой. Система магн. моментов С. с. испытывает случайную диффузию в пространстве долин, преодолевая потенциальные барьеры разл. высоты (в пределе больших N сколь угодно высокие). Этим объясняется практически непрерывный широкий диапазон времён магн. релаксации (по теоретич. оценкам, от 10^{-12} до 10^{40} с). В С. с. при $T = T_f$ благодаря фрустрации происходит переход системы магн. моментов в специфическое («замороженное») состояние, характеризующееся спонтанным нарушением *эргодичности*,— подобно тому, как обычный фазовый переход связан со спонтанным нарушением соотв. симметрии (см. *Параметр порядка*). Практически неэргодичность означает, что любое измерение магн. характеристики С. с. при конечных временах наблюдения описывает физ. свойства С. с. лишь в квазиравновесном состоянии, соотв. пребыванию системы магн. моментов в одной или нескольких (но заведомо не во всех) долинах α с вероятностями P_α.

Обобщённым параметром порядка для С. с. может служить случайная ф-ция распределения локальной намагниченности $m_i \equiv \langle S_i \rangle \neq 0$ в узле i (в случае многих долин — ф-ция m_i^α). Обычно ограничиваются двумя её низшими моментами: ср. значением $m = (1/N) \overline{\sum_i m_i} =$

$= (1/N) \overline{\sum_\alpha P_\alpha \sum_i m_i^\alpha}$ и дисперсией $q = (1/N) \overline{\sum_i m_i^2} =$

$= (1/N) \overline{\sum_{i\alpha\beta} P_\alpha P_\beta m_i^\alpha m_i^\beta}$.

Термодинамически сопряжённым параметром для q является дисперсия σ^2 локального внеш. магн. поля h, причём статич. *реакции функция* $\chi = dq/d\sigma^2$, выражающаяся через нелинейную восприимчивость $\chi^{(2)} = \partial m/\partial h^2$, имеет расходимость при $T = T_f$.

В случае, когда $m = 0$ (идеальное С. с.), вместо q вводятся два параметра порядка $q_{\parallel}$ и $q_{\perp}$, описывающие анизотропию С. с., в случае кластерного или миктомагнитного (см. *Миктомагнетизм*) С. с. в качестве параметров порядка используется набор корреляц. ф-ций $\langle m_i m_j \rangle_{i \neq j}$, характеризующих ближний магн. порядок. Применяются и др. определения параметра порядка, существенно опирающиеся на неэргодичность С. с., напр. «однодолинного» типа $q' = \lim_{t\to\infty} \overline{\langle m_i(0)\, m_i(t)\rangle} = (1/N)\sum_a P_a \sum_i (m_i^a)^2$ (параметр Эдвардса — Андерсона (S. F. Edwards, P. W. Anderson), 1975), а также «двухдолинного» типа $q_{ab} = (1/N)\sum_i m_i^a m_i^b$ (параметр Паризи (G. Parisi), 1983), учитывающий перекрытие (корреляцию) двух долин α и β.

Теоретич. описание свойств С. с. весьма далеко от завершения, несмотря на значит. число аналитич. и компьютерных расчётов. Термодинамич. свойства С. с. изучены достаточно хорошо в рамках модели Шеррингтона — Киркпатрика (ШК-модель (D. Sherrington, S. Kirkpatrick), 1975), представляющей собой *среднего поля приближение* для *Изинга модели* с дальнодействием. Обменный интеграл в этой модели не зависит от расстояния и является гауссовой случайной величиной с нецулевым ср. значением. В рамках ШК-модели даётся качественно правильное при малых h описание поведения $\chi(T)$, $m(T)$ и $q(T)$. Де Альмейда и Д. Таулес (De Almeida, D. Thouless, 1978) установили границу устойчивости решения ШК-модели [линия $T(H) \sim H^{3/2}$ в фазовой плоскости (H,T)]; Паризи (G. Parisi, 1980) усовершенствовал метод реплик, учтя переходы между долинами, и получил решение, пригодное во всей плоскости (T,H). Существует много обобщений ШК-модели на случай учёта разл. типов анизотропии, размерности решётки или параметра порядка, а также радиуса взаимодействия; при этом широко используются *Ландау теория* и метод *ренормализационной группы*. Динамич. свойства С. с. получили теоретич. описание как в рамках традиц. подходов стохастич. динамики для индивидуальных спинов, так и с помощью зависящего от времени континуального интеграла, позволяющего избежать введения метода реплик.

Состояние С. с. не только проявляет необычные магн. свойства, но и служит хорошей моделью для ряда интересных задач в смежных областях науки, напр. для локальных *калибровочных полей* Янга — Миллса в теории элементарных частиц, для нек-рых комбинаторных задач теории графов, теории оптимизации и организации параллельных вычислений в компьютерных сетях. Большой интерес С. с. представляет в связи с введённой на его основе моделью действия нейронных сетей при организации нелокальной памяти, устойчивой к дефектам структуры и обладающей точностью и быстротой обработки информации.

Лит.: Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, «УФН», 1984, т. 142, в. 2, с. 331; Кореньблит И. Я., Шендер Е. Ф., Спиновые стекла, М., 1984; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кинцель В., Спиновые стекла как модельные системы для нейронных сетей, «УФН», 1987, т. 152, в. 1, с. 123; Гинзбург С. Л., Необратимые явления в спиновых стеклах, М., 1989; Fischer K. H., Hertz J. A., Spin glasses, Cambr., 1991; Доценко В. С., «УФН», 1993, т. 163, с. 1.

Ю. Г. Рудой.

СПИНОВОЕ ЭХО — явление повторного возникновения сигналов ядерной или электронной магн. индукции, обусловленное фазировкой спиновых магн. моментов под действием радиочастотных импульсов. Простейший вид С. э. открыт Э. Ханом (E. Hahn) в 1950. Образец, содержащий ядра со спином $I \neq 0$ и гиромагн. отношением γ, помещают в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ и подвергают действию радиочастотных импульсов линейно поляризованного магн. поля $2H_1\cos\omega t$, удовлетворяющего условиям *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР): $\boldsymbol{H}_1 \perp \boldsymbol{H}$; $\omega = \gamma H$. Удобно перейти в систему координат, вращающуюся с частотой ω вокруг оси $z \parallel \boldsymbol{H}$ в ту же сторону, что и ларморовская прецессия ядерных спинов. В этой системе координат циркулярно поляризованная в указанном направлении компонента радиочастотного поля становится статической и определяет направление оси x. Равновесная ядерная намагниченность $\boldsymbol{M}$, первоначально направленная вдоль $\boldsymbol{H}$, после включения поля $\boldsymbol{H}_1$ начинает прецессировать вокруг него с угл. частотой γH_1 и через время $t_1 = \pi/2\gamma H_1$ оказывается направленной вдоль оси y (рис., *а*). В этот момент первый импульс РЧ-поля ($\pi/2$-импульс) выключается.

Спиновое эхо в неоднородном магнитном поле (вращающаяся система координат): *а* — поворот намагниченности $\boldsymbol{M}$ под действием $\pi/2$-импульса; *б* — расфазировка спинов, имеющих различные частоты прецессии, и их повторная фазировка после π-импульса.

Последующая прецессия вектора $\boldsymbol{M}$ вокруг $\boldsymbol{H}$ в плоскости xy наводит в приёмной катушке спектрометра ЯМР сигнал свободной индукции. Со временем этот сигнал затухает (поперечная релаксация), т. к. ядерные спины находятся в разных локальных магн. полях и, как следствие, имеют различающиеся частоты прецессии. Это связано как с неоднородностью внеш. магн. поля H, так и с внутр. магн. полями, создаваемыми ядрами друг на друге. Эфф. время поперечной релаксации $T_2^* \sim 1/\gamma\Delta H$, где ΔH — ширина линии ЯМР. Если локальные поля постоянны во времени (напр., обусловлены неоднородностью поля $\boldsymbol{H}$), то прецессия спинов оказывается обратимой и возможно наблюдение С. э.

На рис. (*б*) показаны траектории движения двух ядерных спинов. Угл. частоты их прецессии отличаются от ω на малые величины и равны соответственно $\omega + \delta_1$ и $\omega - \delta_2$, поэтому во вращающейся системе координат они поворачиваются в плоскости xy за время τ на углы $\varphi_1 = \delta_1\tau$ и $\varphi_2 = -\delta_2\tau$ от оси y. Если теперь подать на образец второй радиочастотный импульс, аналогичный первому, но с длительностью $t_2 = 2t_1$ (π-импульс), то спины повернутся вокруг оси x на угол π и займут положения $\varphi_1' = \pi - \varphi_1$ и $\varphi_2' = \pi - \varphi_2$. Двигаясь затем с прежними угл. скоростями и в том же направлении, оба спина спустя время τ после второго импульса одновременно достигнут направления $-y$, т. е. произойдут фазировка ядерных магн. моментов и повторное появление сигнала индукции. Описанный механизм С. э. действует при условии $t_1,\ t_2 \ll T_2^*$, что эквивалентно требованию $H_1 \gg \Delta H$.

В действительности восстановление сигнала свободной индукции методом С. э. не может быть полным; потери обусловлены зависящими от времени внутр.

локальными полями. Зависимость величины сигнала С. э. от времени 2τ позволяет измерять истинное время поперечной релаксации T_2. Так же исследуют структуру спектров ЯМР, скрытую неоднородным уширением.

Существуют разл. модификации описанного варианта С. э. Трёхимпульсное С. э. делает возможным измерять наряду с T_2 время продольной релаксации T_1. Многоимпульсные когерентные методы позволяют на неск. порядков повысить чувствительность и разрешающую способность ЯМР-спектроскопии.

Методы С. э. используют также в *ядерном квадрупольном резонансе* и *электронном парамагнитном резонансе*, хотя при этом трудно выполнить условие $H_1 \gg \Delta H$. Большим своеобразием отличается С. э. в ферромагнетиках и антиферромагнетиках.

Явления, аналогичные С. э., характерны и для систем иной природы, обладающих дискретным набором квантовых энергетич. уровней, уширенных статистически случайными полями. Известны, в частности, *фотонное эхо*, поляризац. эхо, фононное эхо и др.

Лит.: Фаррар Т., Беккер Э., Импульсная и фурье-спектроскопия ЯМР, пер. с англ., М., 1973; Салихов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д., Электронное спиновое эхо и его применение, Новосиб., 1976; Уо Дж., Новые методы ЯМР в твердых телах, пер. с англ., М., 1978. *В. А. Ацаркин.*

СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ ВОЛНЫ — термодинамически равновесное состояние вещества, характеризующееся пространственно неоднородным периодич. распределением плотности магн. момента $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$. При этом усреднённый макроскопич. магн. момент системы равен нулю $\langle \boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}) \rangle = 0$ и С. п. в. можно рассматривать как одно из проявлений *антиферромагнетизма*. Пространственное распределение $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$ описывается соотношением:

$$\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{M}_1 \exp(i\boldsymbol{Q}\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{M}_1^* \exp(-i\boldsymbol{Q}\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

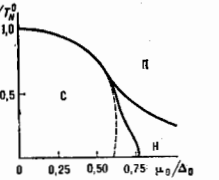
где $\boldsymbol{Q}$ — волновой вектор С. п. в.

Чаще всего под С. п. в. понимают антиферромагнетизм системы взаимодействующих коллективизиров. электронов (см. *Зонный магнетизм*). Парамагн. осн. состояние однородного электронного газа может оказаться неустойчивым относительно образования С. п. в. Неустойчивость зависит от характера взаимодействия между электронами. Особенности зонной структуры могут стабилизировать С. п. в., т. е. привести к антиферромагн. осн. состоянию электронной системы.

Критерий неустойчивости парамагн. состояния зонного магнетика (см. *Стонера критерий ферромагнетизма*) определяется не только величиной потенциала межэлектронного взаимодействия, но и зависимостью магн. восприимчивости χ от электронного волнового вектора $\boldsymbol{q}$. Напр., если в силу к.-л. особенности топологии *ферми-поверхности* $\chi(\boldsymbol{q})$ обладает резко выраженным максимумом при нек-ром значении $\boldsymbol{q} \neq 0$, то фазовый переход при $T \to 0$К из парамагн. состояния в состояние с С. п. в. может иметь место даже при слабом взаимодействии между электронами. Наличие конгруэнтных (совпадающих при трансляции на волновой вектор $\boldsymbol{Q}$) электронных и дырочных участков на поверхности Ферми (иестинг) в веществах с металлич. проводимостью приводит к возможности триплетного электрон-дырочного спаривания с возникновением С. п. в.

Наиб. подходящей моделью для микроскопич. описания фазового перехода в состояние с С. п. в. является модель *экситонного диэлектрика*. В системах с С. п. в. появляются щель Δ в электронном энергетич. спектре и особенности *плотности состояний* на краях этой щели. С этим связаны особенности оптич., кинетич., магн., упругих и др. свойств С. п. в. От краёв щели «отщепляются» спин-поляризов. состояния, отсутствующие в парамагн. фазе и приводящие к резонансным аномалиям кинетич. свойств. Необычно и поведение *дефектов*: в окрестности дефекта происходит дополнит. перераспределение спиновой плотности, т. е. формируется ближний антиферромагн. порядок, сохраняющийся иногда выше точки Нееля T_N (локализованная С. п. в.). На фоне осн. состояния ниже точки Нееля $T < T_N$ в электронном газе формируются своеобразные коллективные возбуждения спиновой плотности (амплитудоны, фазоны, С. п. в.-магноны). Теория предсказывает также существование слабо затухающих коллективных возбуждений выше T_N.

С. п. в. образуется в результате фазового перехода (обычно 2-го рода, хотя возможны фазовые превращения 1-го рода) при темп-ре ниже точки Нееля (рис.).



Фазовая диаграмма экситонного диэлектрика для фазового перехода в состояние волны спиновой плотности (2-го рода): П — парамагнитная фаза; С — антиферромагнитная соизмеримая фаза; Н — антиферромагнитная несоизмеримая фаза; $\mu_0 = (\mathscr{E}_{F_1} - \mathscr{E}_{F_2})/2$, Δ_0 соответствует $T = 0$К, $\mu_0 = 0$, T_N — темп-ра перехода в состояние волны спиновой плотности при $\mu_0 = 0$.

Пространственный период волны может выражаться через целое число постоянных кристаллич. решётки (соизмериман фаза), но возможно появление и несоизмеримых сверхструктур, т. е. С. п. в., период к-рых не кратен периоду кристаллич. решётки.

В переходных металлах и их сплавах реализуется ситуация, когда $\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{G}/2$, где $\boldsymbol{G}$ — вектор *обратной решётки*, что соответствует соизмеримой фазе. В более общем случае $\boldsymbol{Q} = (\boldsymbol{G}/2)(1 + \delta)$, где $|\delta| \ll 1$ и зависит от T, что соответствует несоизмеримой фазе.

Среди чистых металлов, в к-рых наблюдаются С. п. в., наиб. исследован Cr, поверхность Ферми к-рого обладает двумя конгруэнтными участками: дырочным октаэдром, центрированным в точке Н *Бриллюэна зоны*, и электронным квазиоктаэдром, центрированным в точке Г. Октаэдрич. грани перпендикулярны к направлению [111], и электронный октаэдр меньше дырочного. Значит. часть этих двух листов поверхности Ферми может быть совмещена трансляцией на волновой вектор $\boldsymbol{Q} = (\boldsymbol{G}/2)(1 + \delta)$, где $\delta \approx 0{,}05$ при $T = 0$ К. При этом суммарные объёмы электронного и дырочного октаэдров примерно равны, и в фазе С. п. в. эти октаэдры исчезают, перекрытые щелью.

Измерения нейтронной дифракции на монокристаллах Cr показали, что магн. упорядочение в нём существенно отличается от обычного антиферромагнетизма (см. *Магнитная нейтронография*), причём δ имеет слабую температурную зависимость (при $T \sim T_N$ величина $\delta \approx 0{,}04$). Выше T_N ср. магн. момент на 1 атом Cr порядка 0,1 μ_B (в ферромагн. фазе он составляет 0,46μ_B). Темп-ра Нееля чистого Cr $\approx$ 312 К; при $T < 120$ К поперечная модуляция периодической магн. структуры сменяется на продольную — происходит т. н. спин-флип переход.

Теорию зонного антиферромагнетизма и С. п. в. позволила интерпретировать магн. свойства сплавов Cr. Концентрац. фазовые диаграммы этих сплавов, переход из несоизмеримой структуры в соизмеримую, изменение магн. структуры и свойств под давлением и др. особенности также хорошо описываются моделью экситонного диэлектрика. При этом в сплавах Cr с немагнитными переходными металлами изменение состава сплава влияет на T_N и параметры структуры С. п. в. Напр., для сплавов с Mo и W влияние примесного рассеяния электронов — единств. причина изменения T_N и параметров структуры. Для сплавов с металлами-донорами (Mn, Re, Os, Rh и др.) с ростом их концентрации происходит выравнивание объёмов электронного и дырочного октаэдров, и при нек-рой концентрации примеси происходит переход из модулированной в чисто удвоенную антиферромагн. структуру. Для металлов-акцепторов (V, Ni) с ростом их концентрации δ

растёт. Зависимость T_N от концентрации примеси для доноров немоногонная, для акцепторов — падающая.

Выявлены и др. металлич. системы, в к-рых имеет место переход из парамагн. состояния в состояние с С. п. в. К ним относятся редкоземельные металлы и их сплавы с переходными металлами, обладающие геликоидальной антиферромагн. структурой. В этих веществах поверхность Ферми имеет конгруэнтные «ленточные» участки ($\delta \neq 0$). Примерами таких систем служат Eu и сплавы Y и Se с тяжёлыми редкоземельными металлами (Tb, Gd, Dy, Ho). В сплавах Y и Sc с Er и Tm реализуется синусоидальная антиферромагн. структура, т. е. С. п. в., происхождение к-рой также связано с особенностью поверхности Ферми.

Сплавы и соединения переходных металлов также испытывают переход из парамагн. состояния в состояние С. п. в. К таким системам относятся упорядоченные сплавы FeRh, Pt_3Fe, MnNi, геликоидальные магнетики $FeGe_2$, MnS_2, соединение CrB_2, сложные халькогениды ванадии (V_2S_4, V_3S_8), возможно, сульфид никеля NiS и *интерметаллические соединения* из группы фаз Лавеса $TiBe_2$ и $Ti_{1-x}Cu_xBe_2$. В т. н. фазах Магнелли V_nO_{2n+1} при $2 < n \leqslant 9$ также имеет место переход в фазу С. п. в., причём на фоне *волны зарядовой плотности*. В ряде актинидных соединений с *тяжёлыми фермионами* ($URuSi_2$, UCu_5, UCd_{11}, U_2Zn_7, $U_{1-x}Th_xPt_3$) С. п. в. формируется при низких темп-рах в фазе тяжёлой ферми-жидкости. Конкретное применение модели С. п. в. к перечисленным объектам требует учёта дополнит. эффектов — *магнитострикции*, спиновой поляризации остальных участков поверхности Ферми, наличия вблизи неё т. н. резонанса Абрикосова — Сула (см. *Промежуточная валентность*).

Особой группой веществ, в к-рых наблюдались состояния С. п. в., являются нек-рые квазиодномерные *органические проводники*, напр. $(TMTSF)_2X$ — тетраметил-тетраселенфульвален, где X — анионы ($X = PF_6$, AsF_6). Установлено также существование С. п. в. и с нек-рыми др. анионами. Переходу в антиферромагн. фазу отвечает С. п. в. с удвоенным (по сравнению с постоянной решётки) периодом в продольном направлении. Возможно, что магн. упорядочение в металлооксидах типа La—Sr — Cu—O и Y—Ba—Cu—O также представляет собой С. п. в., что связано с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*).

В широком смысле понятие С. п. в. может быть обобщено на случай произвольных периодич. сверхструктур в антиферромагнетиках (геликоидальные, синусоидальные структуры). Феноменологич. теория магн. сверхструктур основывается на теории фазовых переходов 2-го рода Ландау. В неметаллах формирование сверхструктур происходит под влиянием релятивистских взаимодействий спин — решётка и спин — спин, а также вследствие анизотропного *обменного взаимодействия*. Периоды сверхструктур в антиферромагн. металлах определяются взаимодействием электронов проводимости со спинами магн. ионов и мало отличаются от величин, обратных экстремальным диаметрам поверхности Ферми.

Лит.: Даяложинский И. Е., Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках, «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1420; т. 47, с. 337, 992; Кулинов Н. И., Тугушев В. В., Волны спиновой плотности и аонный антиферромагнетизм в металлах, «УФН», 1984, т. 144, в. 4, с. 643; Горьков Л. П., Физические явления в новых органических проводниках, там же, в. 3, с. 381; Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

В. В. Тугушев, Е. П. Башкин.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ — волны нарушений магн. упорядоченности в ферро-, антиферро- и ферримагнетиках. Спины атомов в этих веществах и связанные с ними магн. моменты в осн. состоянии упорядочены. Отклонение магн. момента от преимущественного направления не локализуется на атоме, а в виде волны распространяется в среде. С. в.— элементарное возбуждение магн. системы в магнитоупорядоченной среде; *квазичастицы*, соответствующие С. в., наз. магнонами. Существование С. в. в *ферромагнетиках* предсказано Ф. Блохом (F. Bloch) в 1930. Вся совокупность эксперим. фактов о поведении магнитоупорядоченных тел при темп-ре T аначительно ниже темп-ры Кюри T_C (или темп-ры Нееля T_N) свидетельствует о существовании С. в. (в частности, *Блоха закон*).

С. в., как всякая волна в кристалле, характеризуется законом дисперсии — зависимостью ей частоты ω от квазиволнового вектора $\mathbf{k}$. Энергия $\mathscr{E}$ и квазиимпульс $\boldsymbol{p}$ магнона равны: $\mathscr{E} = \hbar\omega$, $\boldsymbol{p} = \hbar\mathbf{k}$. Кристалл с N *магнитными подрешётками* имеет N типов (ветвей, мод) С. в. с разл. законами дисперсии: $\omega = \omega_t(\mathbf{k})$; $t = 1, 2, \ldots, N$.

Классическое описание. С. в. допускают наглядную классич. интерпретацию: рассмотрим цепочку атомов, расстояние между к-рыми a, в маги. поле $\boldsymbol{H}$. Если волновой вектор $\mathbf{k} = 0$, то все спины синфазно прецессируют вокруг $\boldsymbol{H}$ с частотой ω_0 (однородная прецессия). При $\mathbf{k} \neq 0$ прецессия спинов неоднородна — разные спины повёрнуты на разные углы, разность углов поворота равна ka (рис. 1). Частота

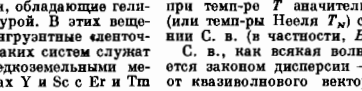


Рис. 1. Спиновая волна в линейной цепочке спинов: *а* — вид цепочки спинов в перспективе (сбоку); *б* — вид цепочки спинов сверху; волна изображена линией, проходящей через концы спиновых векторов.

неоднородной прецессии $\omega(\mathbf{k}) > \omega_0$. В реальных системах малые колебания магн. моментов атомов осуществляются в виде волн неоднородной прецессии.

В случае длинных волн колебания магн. моментов можно описывать как колебания макроскопич. векторов — плотностей магн. моментов (*намагниченностей*) подрешёток $\boldsymbol{M}_i(\boldsymbol{r}, t)$ — ф-ций координаты $\boldsymbol{r}$ и времени t. При неоднородной прецессии длины векторов $|\boldsymbol{M}_i| = \mu_i/v_0$, где μ_i — магн. момент атома i-й подрешётки, v_0 — объём ячейки кристалла, сохраняются; $|\boldsymbol{M}_i|$ — интегралы движения. Законы дисперсии длинноволновых С. в. определяются из *Ландау — Лифшица уравнения*:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}_i}{\partial t} = \gamma\left[\boldsymbol{M}_i \boldsymbol{H}^{i}_{\text{эф}}\right]; \quad \boldsymbol{H}^{i}_{\text{эф}} = -\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial \boldsymbol{M}_i}. \qquad (1)$$

Здесь $\gamma = e/mc$ — *магнитомеханическое отношение* (без учёта спин-орбитальной связи); e, m — заряд и масса электрона, $\mathscr{E}$ — энергия взаимодействия маги. моментов подрешёток, $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}$ — эфф. магн. поле (см. ниже). Осн. состояние определяется условием коллинеарности намагниченностей $\boldsymbol{M}_{i0}$ и эфф. магн. полей $\boldsymbol{H}^{i0}_{\text{эф}}$:

$$\left[\boldsymbol{M}_{i0}\boldsymbol{H}^{i0}_{\text{эф}}\right] = 0. \qquad (2)$$

Линеаризация ур-ния (1) с учётом (2) приводит к системе ур-ний для перем. составляющих маги. моментов:

$$\boldsymbol{m}_i = \boldsymbol{M}_i - \boldsymbol{M}_{i0}; \ \boldsymbol{m}_i \perp \boldsymbol{M}_{i0}. \qquad (3)$$

Поле $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}$, кроме пост. магн. поля $\boldsymbol{H}$, содержит перем. часть $\boldsymbol{h}$ — магн. поле, связанное с взаимодействием между подрешётками и с неоднородностью их намагниченностей. Т. к. частоты С. в. невелики, то для определения $\boldsymbol{h}$ можно воспользоваться ур-ниями магнитостатики:

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{h} = 0; \ \operatorname{div} \boldsymbol{h} = -4\pi \operatorname{div} \boldsymbol{m}_i; \ \boldsymbol{m} = \sum_{i=1} \boldsymbol{m}_i. \qquad (4)$$

Магн. поле $\boldsymbol{h}$ осуществляет магнитодиполь-ное взаимодействие между колеблющимися

магн. моментами. Линеаризов. ур-ния (1) совместно с (4) суть ур-пия С. в. Подставляя в них

$$m_l = m_{l0} \exp[-i(\omega t - \mathbf{kr})], \quad (5)$$

получаем алгебраич. систему ур-ний относительно амплитуд С. в. m_{l0}. Равенство нулю детерминанта этой системы приводит к ур-нию N-го порядка относительно ω^2. Его решения определяют законы дисперсии С. в. при $ak \ll 1$.

Обычно в магнитоупорядоченных средах гл. роль во взаимодействии между магн. моментами атомов играет *обменное взаимодействие*, изотропное относительно однородного поворота магн. моментов атомов. Магн. порядок появляется в результате *спонтанного нарушения симметрии* обменного взаимодействия. Энергия обменного взаимодействия соседних атомов $|J|$ порядка темп-ры Кюри T_c (темп-ры T_N); знак J выбирается так, что при $J > 0$ обменное взаимодействие благоприятствовало бы ферромагн. упорядочению, а при $J < 0$ — антиферромагнитиому.

Ветви спиновых волн. Число ветвей С. в. равно числу магн. подрешёток. Это обусловлено прецессионным характером движения магн. моментов подрешёток. Ветви С. в. принято делить на акустические и оптические аналогично *колебаниям кристаллической решётки*. Если пренебречь малыми (по сравнению с обменными), т. н. релятивистскими, взаимодействиями (зеемановским с постоянным магн. полем, спин-орбитальным — источником энергии *магнитной анизотропии*, магнитодипольным и др.), то акустич. ветви С. в. представляют собой *голдстоуновские моды*, т. е. в их энергетич. спектре при $\mathbf{k} = 0$ щель отсутствует. Частоты акустич. С. в. стремятся к 0 с ростом длины волны $\lambda = 2\pi/k$. Их число и характер закона дисперсии $\omega(\mathbf{k})$ при $\mathbf{k} \to 0$ зависят от структуры осн. состояния магнетика, причём при любом кол-ве подрешёток число акустич. мод $\leqslant 3$. У одноподрешёточного ферромагнетика одна акустич. мода с $\omega \propto |J|(ak)^2/\hbar$ при $ak \ll 1$; у двухподрешёточного антиферромагнетика 2 вырожденные акустич. моды с $\omega \propto |J|\ (ak)/\hbar$. В ферромагнетике магнон напоминает нерелятивистскую частицу с энергией $\varepsilon = p^2/2m$, в *антиферромагнетике* — акустич. фонон с $\varepsilon = up$ (m, u — масса частицы и скорость звука). Примеры магнетиков, имеющих 3 акустич. ветви в спектре С. в.,— многоподрешёточные антиферромагнетики с неколлинеарным расположением магн. моментов в упорядоченном состоянии при $H = 0$ (UO_2, $CsNiCl_3$, $CsMnBr_3$ и др.). Учёт релятивистских взаимодействий приводит к возникновению энергетич. щелей в спектре акустич. ветвей С. в. $\hbar\omega_{i0} \neq 0$ (ω_{i0} — частоты однородной прецессии). Когда в спектре С. в. есть оптич. моды, их частоты однородной прецессии $\omega_{i0} \sim |J|/\hbar$.

Дисперсия. С. в. являются причиной зависимости тензора *магнитной восприимчивости* χ от волнового вектора $\mathbf{k}$: $\chi_{ik} = \chi_{ik}(\mathbf{k})$ (см. *Дисперсия пространственная*). Частотная дисперсия (зависимость χ от ω) является следствием прецессии магн. моментов подрешёток. Тензор χ_{ik} определяется в результате решения ур-ния (1), а *Максвелла уравнения* дают возможность найти связь между ω и $\mathbf{k}$, т. е. законы дисперсии С. в., учитывающие конечность скорости света. При $k \gg \omega/c$ они отличаются от законов дисперсии, полученных на основе ур-ний магнитостатики (4), малыми поправками, к-рые иногда существенны, напр. при описании взаимодействия С. в. с электронами проводимости в металлах и полупроводниках.

В магнетиках со сложной структурой (антиферромагнетиках и ферритах) изменение темп-ры и внеш. условий (магн. поля, давления) может привести к переориентации равновесных магн. моментов. При этом произойдёт т. н. *ориентационный фазовый переход*, к-рый изменит спектр С. в. Если это фазовый переход 2-го рода, то он сопровождается обращением в нуль частоты одной из ветвей С. в.

С ростом k ($ak \sim 1$) проявляется дискретная (кристаллич.) структура магнетиков. Для получения законов дисперсии, справедливых при произвольном значении ak, обычно используют приближённые представления спиновых операторов $\hat{s}_l$ через операторы рождения $\hat{a}_l^+$ и уничтожения $\hat{a}_l$ магнонов, подчиняющиеся бозевским правилам коммутации (преобразование Хольштейна — Примакова):

$$\hat{s}_l^+ \approx (2s_l)^{1/2}\hat{a}_l^+, \quad \hat{s}_l^- = \hat{s}_l^x \pm i\hat{s}_l^y; \quad \hat{s}_l \approx (2s_l)^{1/2}\hat{a}_l; \quad (6)$$

$$\hat{s}_z^z = s_l - \hat{a}_l^+\hat{a}_l;$$

$$\hat{a}_l\hat{a}_m^+ - \hat{a}_m^+\hat{a}_l = \delta_{lm}.$$

Здесь индекс l нумерует атомы, координатные оси выбраны так, чтобы ось z для каждого атома была направлена вдоль равновесного положения спина. Из правил коммутации для $\hat{a}_l^+$, $\hat{a}_l$ следует, что $n_l = \hat{a}_l^+\hat{a}_l$ — любое целое число от 0 до ∞, хотя по физич. смыслу $n_l \leqslant 2s$. Вблизи основного состояния ср. значение n_l значительно меньше s_l, и приближённые ф-лы (6) пригодны для вычисления спектра тем точнее, чем больше s_l (в квантовомеханич. пределе $s_l \gg 1$). Однако и при $s_l \sim 1$ частоты С. в., как правило, лишь небольшими поправками отличаются от значений, найденных с помощью (6).

Магнонный спектр. Теоретич. рассмотрение позволяет вычислить энергию магнонов при любом $\mathbf{k}$. Это приводит к периодич. зависимости

$$\omega_l(\mathbf{k} + 2\pi\mathbf{b}) = \omega_l(\mathbf{k}), \quad (7)$$

где $\mathbf{b}$ — произвольный вектор *обратной решётки*. Так, гамильтониан однододрешёточного магнетика

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{1}{2}\sum_{l \neq m} J(R_{lm})\hat{s}_l\hat{s}_m - \mu\sum_l \hat{s}_l H. \quad (8)$$

Здесь $J(R_{lm})$ — обменный интеграл между l-м и m-м атомами, R_{lm} — вектор, соединяющий эти атомы, μ — маги. момент атома. С помощью (7) и (8) (пренебрегая взаимодействием между магнонами) можно получить спектр магнонов:

$$\hbar\omega(\mathbf{k}) = 2s\sum_R J(R)\sin^2\left(\frac{1}{2}\mathbf{kR}\right) + \mu H. \quad (9)$$

Ширина магнонной энергетич. зоны $\Delta\hbar\omega = \hbar[\omega(\mathbf{k}_{макс}) - \omega(0)]$, где $\mathbf{k}_{макс} = (\pi/2a)\mathbf{b}$, равна:

$$\Delta\hbar\omega = 2s\sum_R J(R) \simeq 2sJ$$

(J — обменный интеграл для ближайших соседей). Соотношение $\Delta\hbar\omega \propto J$ — общее свойство магнонных зон.

Магнитный момент магнона. Зависимость энергии магнона от магн. поля H означает, что магнон обладает магн. моментом:

$$\mu_l = -\partial\hbar\omega_l/\partial H. \quad (10)$$

В простейшем случае чисто обменного однододрешёточного ферромагнетика маги. момент магнона равен магн. моменту атома и направлен против равновесной намагниченности. Увеличение числа магнонов приводит к уменьшению величины спонтанной намагниченности магнетика. В многоподрешёточных магнетиках рост числа магнонов уменьшает намагниченность подрешёток.

В магн. металлах (Fe, Co, Ni и др.), где за маги. свойства ответственны d-электроны, в формировании

спектра С. в. принимают участие нелокализов. *электроны проводимости*. В длинноволновом пределе ($ak \ll 1$) С. в. в магн. металле — одна из ветвей колебания *ферми-жидкости*.

Газ магнонов. Магноны являются *бозонами*. При конечной темп-ре $T \neq 0$ магнонов много. Их число $N_м$ пропорц. объёму тела V и растёт с ростом T:

$$N_м \sim \frac{V}{v_0}(T/T_C)^{3/2} — \text{для ферромагнетиков},$$

$$N_м \approx \frac{V}{v_0}(T/T_N)^3 — \text{для антиферромагнетиков}.$$

Мн. свойства магнетиков при $T \ll T_C$ (T_N) удобно описывать, считая, что С. в. представляют собой почти идеальный газ магнонов (см. *Вырожденный газ*). *Химический потенциал* газа магнонов равен 0, т. к. число магнонов не сохраняется; равновесная ф-ция распределении магнонов по энергиям:

$$\overline{n_i} = \frac{1}{\exp[\hbar\omega_i(k)/kT]-1}. \qquad (11)$$

Ф-ла (11) позволяет вычислить температурную зависимость термодинамич. характеристик магнетика (намагниченности, теплоёмкости, магн. восприимчивости и др.). Получающиеся выражения тем точнее, чем идеальнее газ магнонов. Неидеальность — результат взаимодействия магнонов друг с другом, с др. *квазичастицами* (с фононами, электронами). С ростом T число любых квазичастиц растёт, их взаимодействие становится столь существенным, что представление об идеальном газе магнонов перестаёт быть справедливым. Кроме того, может нарушиться условие квазистационарности С. в. $\omega(k) \gg \tau^{-1}(k)$, где τ — время жизни магнона. Поэтому простейшая концепция газа магнонов применима при $T \ll T_C(T_N)$. При этом важную роль играют низкочастотные (релятивистские) магноны; при $T \ll T_C$ их значительно больше, чем обменных (последних экспоненциально мало). Однако учёт изменения спектра магнонов при повышении темп-ры позволяет обобщить концепцию газа магнонов практически на широкий диапазон T, включающий T_C.

Влияние спиновых волн на кинетические свойства магнетиков. С. в. позволяют описать не только термодинамич. (равновесные) свойства магнетиков, но и их кинетические и резонансные свойства. В *теплопроводности* магнетиков наряду с фононами и электронами (для проводников) принимают участие магноны: один из механизмов *затухания звука* — рассеяние звуковых волн на магнонах; в магн. металлах и полупроводниках рассеяние электронов на магнонах — один из механизмов электросопротивления; ферро- и антиферромагнитный резонансы можно представить как превращение фотона в магнон, при ферроакустич. резонансе в магнон превращается фонон.

Для описания кинетических и резонансных процессов существенно время жизни магнона $\tau_i(k)$. Среди процессов, определяющих время жизни магнонов, выделяют собств. процессы, характерные для идеального кристалла (магнон-магнонные, магнон-фононные и др. взаимодействия), и несобственные (рассеяние магнонов на примесях, дислокациях, границах кристаллитов и поверхности образца).

Взаимодействие магнонов друг с другом и с др. квазичастицами может привести не только к их рассеянию, но и к перестройке их спектра. С возрастанием числа магнонов ($N_м$) наблюдается нелинейный (по $N_м$) сдвиг частоты С. в. Учёт членов ф-лы (8), «отброшенных» при получении ф-лы (9), приводит к взаимодействию магнонов, носящему характер притяжения. В результате притяжения между магнонами может образоваться своеобразный **спиновый комплекс** — двухчастичное связанное состояние. В частности, в ферромагнетике, состоящем из атомов со спином $^1/_2$, возникает возбуждение, соответствующее движению по кристаллу двух спинов, связанных между собой и перевёрнутых относительно вектора намагниченности. Как правило, спиновые комплексы образуют магноны с энергией $\hbar\omega \sim J$ [их роль при $T \ll T_C(T_N)$ невелика].

Резонанс между С. в. и волной колебания др. природы (напр., звуковой) может привести к «расталкиванию» ветвей, что проявляется в существовании **гибридных колебаний**, напр. магнитоупругих (см. *Магнитоупругие волны, Магнитоупругое взаимодействие*).

Экспериментальные методы. Первыми эксперим. методами исследования С. в. были измерения температурной зависимости термодинамич. характеристик — намагниченности, магн. части *теплоёмкости* (рис. 2, 3).

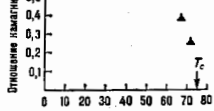


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности ферромагнитного соединения EuO. Сплошная кривая — расчёт $M(T)$ по теории спиновых волн.

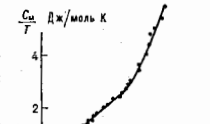


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной части теплоёмкости $C_м$ легкоплоскостного антиферромагнетика $MnCO_3$. При низких температурах $C_м = aT^3$, резкое отклонение от этого закона происходит при $T > 6$ К, соответствующей «включению» второй ветви спектра.

Неупругое рассеяние нейтронов является наиб. информативным методом, позволяющим определить закон дисперсии С. в. и оценить время жизни всех типов магнонов. Использование *поляризованных нейтронов*, кроме того, даёт возможность получить сведения о поляризации С. в. Исследованы спектры сотен магнетиков, в т. ч. сложных (рис. 4, 5).

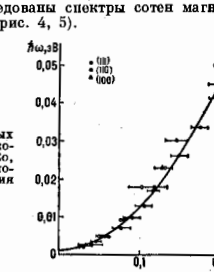


Рис. 4. Спектр спиновых волн ферромагнитного кобальтового сплава (92% Co, 8% Fe), полученных с помощью неупругого рассеяния нейтронов.

Неупругое рассеяние нейтронов не позволяет исследовать спектр С. в. при предельно малых квазиволновых векторах k, т. к. в этом случае пик неупругого рассеяния накладывается на пик упругого рассеяния (см. *Магнитная нейтронография*). Ферро- и антиферромагн. резонансы дают возможность измерить значение частот однородной прецессии ω_0, т. е. щелей $\hbar_i\omega_{i0}$ в спектре магнонов. Для исследования нач. участка спектра ($k \leqslant 10^6$ см$^{-1}$) используют резонанс на стоячих

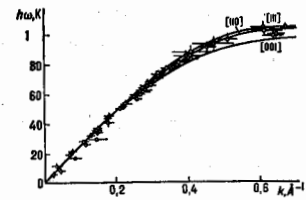


Рис. 5. Спектр спиновых волн в нубическом антиферромагнетике $RbMnF_3$, установленный методом неупругого рассеяния нейтронов; кривые — расчёты спектров в предположении, что $|J|/k = 3{,}4$ К.

С. в. в пластинах, параметрич. возбуждение С. в. эл.-магн. полем, а также неупругое рассеяние света (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Каждый из методов не универсален, но в совокупности они позволили с большой полнотой определить спектр С. в. многих магнитоупорядоченных кристаллов.

Длинноволновые участки спектра спиновых волн нек-рых веществ: 1) одноподрешёточный кубич. *ферромагнетик* ($N = 1$)

$$\omega^2(k) = \left[\omega_0 + \omega_{обм}(ak)^2 + \frac{1}{2}\omega_м \sin^2\theta_k\right] \times \\ \times [\omega_0 + \omega_{обм}(ak)^2]; \quad (12)$$

$$\omega_0 = \gamma H - \omega_м N_z; \omega_м = 4\pi\gamma M; \omega_{обм} \backsim (J/\hbar) > 0.$$

Здесь M — намагниченность насыщения, N_z — размагничивающий фактор, θ_k — угол между намагниченностью M и волновым вектором k С. в. Коэф. $\omega_{обм}$ характеризует роль обменного взаимодействия магн. атомов, коэф. $\omega_м$ — магнитодипольного взаимодействия. Ф-ла (12) описывает также акустич. ветвь С. в. *ферримагнетиков*, в частности железоиттриевого граната (ЖИГ), у к-рого 20 подрешёток и соответственно 20 ветвей С. в. (рис. 6). В табл. 1 приведены константы акустич. ветви С. в. ЖИГ:

Рис. 6. Теоретический спектр спиновых волн в железоиттриевом гранате.

Табл. 1.

γ, ГГц/кЭ	M, Э	a, Å	$\hbar\omega_{обм}$, К	T_C, К
2,8	1730	12,5	41	560

В ЖИГ наиб. исследованы процессы релаксации С. в. В чистых монокристаллах теоретич. значении времён жизни релятивистских магнонов согласуются с экспериментом. При комнатной темп-ре (300 К) $\tau^{-1} \approx \approx 2{,}6\cdot10^6$ с$^{-1}$ при $k \to 0$.

2) Двухподрешёточные одноосные *антиферромагнетики с магнитной анизотропией* типа «лёгкая плоскость» имеют 2 акустич. ветви С. в. (H параллельно лёгкой плоскости):

$$\omega_1^2 = \gamma^2\left[H(H + H_д) + H_Δ^2 + \alpha_∥^2 k_∥^2 + \alpha_⊥^2 k_⊥^2\right],$$

$$\omega_2^2 = \gamma^2\left[2H_A H_E + H_д(H + H_д) + \alpha_∥^2 k_∥^2 + \alpha_⊥^2 k_⊥^2\right]. \quad (13)$$

Здесь H_A, H_E — поля анизотропии и обмена, $H_д$ — т. н. поле Дзялошинского, описывающее силу, приводящую к *слабому ферромагнетизму*, $H_Δ^2$ — слагаемое, определяемое слабыми взаимодействиями (сверхтонким, магнитоупругим), $\alpha_∥$, $\alpha_⊥$ — константы неоднородного обмена ($\alpha_∥$ — вдоль оси симметрии кристалла, $\alpha_⊥$ — перпендикулярно к оси; табл. 2).

3) Двухподрешёточные антиферромагнетики с магн. анизотропией типа «лёгкая ось» имеют 2 акустич. ветви С. в., вырожденных при $H = 0$:

$$\omega_{1,2} = \gamma\left[\left(2H_A H_E + \alpha_∥^2 k_∥^2 + \alpha_⊥^2 k_⊥^2\right)^{1/2} \pm H\right]; H \leqslant \sqrt{2H_E H_A}$$

(H параллельно «лёгкой оси»). Величина щели при $H = 0$ $\omega_{10} = \omega_{20} = \gamma\sqrt{2H_A H_E}$ для большинства исследованных легкоосных антиферромагнетиков лежит в диапазоне 100 — 1000 ГГц.

С. в. в низкоразмерных системах, в кристаллах с большой энергией магнитной анизотропии, в поликристаллах. В двумерных и одномерных системах, описываемых моделью Гейзенберга, С. в. нельзя трактовать как малое колебание, т. к. даже при $T = T_C$ магн. упорядочение не наступает (в согласии с *Мёрмина — Вагнера теоремой*). В подобных магнетиках при $T = T_C$ возникают бесщелевые возбуждения — С. в., у к-рых скорость (если $\omega \backsim k$) или эфф. масса (если $\omega \backsim k^2$) служит осн. характеристикой, отличающей ниэкотемпературную фазу ($T < T_C$) от высокотемпературной ($T > T_C$).

В нек-рых кристаллах (напр., $CsCoCl_3$, FeF_2) энергия магн. анизотропии не мала по сравнению с обменной энергией. При этом структура осн. состояния и спектр С. в. зависят от конкретного соотношения между обменной энергией и энергией анизотропии. Характерная особенность — сложная зависимость магн. характеристик от магн. поля, перестройка осн. состояния под действием маги. поля.

Длинноволновые С. в. ($ak \ll 1$) сохраняют смысл в *поликристаллах*. Дополнительное (по сравнению с монокристаллами) затухание С. в. связано с рассеянием на границах кристаллитов.

Спиновые волны в парамагнитных металлах и газах. В парамагнитных металлах С. в. предсказаны В. П. Силиным в 1960, обнаружены экспериментально в 1967. В немагн. металлах С. в.— колебания спиновой плотности электронов проводимости, обусловленные обменным

Табл. 2.

Вещество	γ, ГГц/кЭ	H_A, кЭ	H_E, кЭ	$H_д$, кЭ	$H_Δ^2$, кЭ²	$\alpha_∥\times10^8$, кЭ·см²	$\alpha_⊥\cdot10^8$, кЭ·см²	T_N, К
$CsMnF_3$	2,8	2,48	350	0	$\frac{6{,}4}{T}$	0,88	0,95	53,5
$MnCO_3$	2,8	3,04	320	4,4	$\frac{5{,}8+0{,}3}{T}$	0,79	0,61	32,5
$FeBO_3$	2,8	5,3	$3\cdot10^3$	100	4,9	7,8	5,67	348

взаимодействием между ними. С. в. в немагн. металлах проявляются, напр., в селективной прозрачности металлич. пластин для эл.-магн. волн с частотами, близкими частоте электронного парамагн. резонанса.

В классическом (невырожденном) газе частиц, обладающих спинами, наряду с упругими волнами за счёт обменного взаимодействия между атомами могут распространяться своеобразные волны, также называемые спиновыми. Они предсказаны в 1981, обнаружены в атомарном водороде из He в 1984.

Лит.: Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983; Львов В. С., Нелинейные спиновые волны, М., 1987; см. также лит. к ст. *Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм.*

М. И. Каганов, Л. А. Прозорова.

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ — отклонения локального значения спиновой плотности от её ср. значения. В случае некоррелированных С. ф. их вклад в термодинамич. свойства пропорц. $N^{1}/_{2}$ (где N — число частиц в системе) и исчезает в *термодинамическом пределе.* Возбуждения спиновой подсистемы можно рассматривать как коррелированные С. ф. К С. ф. такого рода относятся магноны, более сложные спиновые возбуждения, существующие в магнитоупорядоченных фазах при темп-рах, близких к критич., а также спиновые возбуждения в парамагн. фазе. Состояния *спинового стекла* или состояние со *спиновой плотности волной* можно интерпретировать как ансамбль замороженных или статич. С. ф.

Наиболее полное описание свойств С. ф. в магнетиках дал Т. Мория (T. Moriya). В рамках предложенной им теории С. ф. удалось развить единый подход к описанию свойств магнетиков с локализованными и делокализованными (коллективизированными) носителями магн. моментов. Теория С. ф. основана на использовании преобразования Стратоновича — Хаббарда для *Хаббарда модели*, к-рое позволяет заменить систему взаимодействующих спинов на систему невзаимодействующих спинов, находящихся в фиктивных флуктуирующих магн. полях. С помощью такого подхода удаётся построить классификацию магн. веществ по характеру С. ф. в них. В веществах с локализованными магн. моментами С. ф. являются преимущественно поперечными (т. е. локальный магн. момент может изменяться по направлению при постоянной амплитуде). В слабых зонных магнетиках (см. *Зонный магнетизм, Стонера модель*), напротив, преобладают продольные С. ф. (т. е. изменяется амплитуда локального момента).

В теории С. ф. получено общее выражение для темп-ры Кюри (для *ферромагнетиков*) и Нееля (для *антиферромагнетиков*), а также рассчитана магн. восприимчивость веществ с произвольным характером С. ф. При этом существуют два механизма возникновения температурной зависимости типа *Кюри — Вейса закона* для магн. восприимчивости. Для веществ с локализованными магн. моментами возникновение такой температурной зависимости магн. восприимчивости обусловлено постоянством амплитуды локальных магн. моментов и описывается в рамках *Гейзенберга модели.* Для зонных магнетиков среднеквадратичная амплитуда С. ф. $\Delta S^2 = \langle S^2 - \langle S \rangle^2 \rangle$ вблизи критич. темп-ры линейно зависит от темп-ры. Это приводит к тому, что зависимость магн. восприимчивости от темп-ры также приобретает вид закона Кюри — Вейса, но константа Кюри в этом случае обратно пропорц. параметру продольной жёсткости С. ф., характеризующему степень изменения амплитуды локального момента во флуктуирующем магн. поле.

Важным достижением теории С. ф. является введение представления о температурно-индуцированных локальных магн. моментах в зонных магнетиках. Благодаря тому, что амплитуда С. ф. возрастает с ростом темп-ры и при некр-рой темп-ре T^* достигает макс. значения, С. ф. в зонных магнетиках при темп-рах выше T^* приобретают такой же характер, что и С. ф. в веществах с локализованными магн. моментами, для к-рых амплитуда С. ф. фиксирована при любой темп-ре. Поэтому поведение магн. свойств зонных магнетиков при темп-рах выше T^* выглядит так, будто в системе существуют температурно-индуцированные локализованные магн. моменты.

Лит.: Moriya T., Takahashi J., Spin fluctuation theory of itinerant electron ferromagnetism.— A unified picture, «J. Phys. Soc. Jap.», 1978, v. 45, № 2, p. 397; Hubbard J., Calculation of partition functions, «Phys. Rev. Let.», 1959, v. 3, № 2, p. 77; Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

А. В. Ведяев, О. А. Котельникова, М. Ю. Николаев.

СПИНОВЫЙ ГАМИЛЬТОНИА́Н — оператор энергии спиновой подсистемы атомов, ионов, молекул и твёрдых тел, выражающийся через операторы *спина* электронов и нуклонов, составляющих эти физ. объекты (см. *Гамильтониан*). Полный С. г. можно разбить на два слагаемых — квазиклассический и обменный С. г. (не имеющий классич. аналога). С. г. широко применяется в физике магн. явлений для описания разл. свойств магнетиков, в т. ч. типов *магнитных атомных структур*, магн. ветвей спектра элементарных возбуждений, термодинамич. величин в упорядоченных магн. системах (включая описание *магнитных фазовых переходов*), разл. видов *магнитного резонанса* и т. п. (см. также *Парамагнетизм*).

Для решения широкого круга задач физики конденсиров. состояния помимо магнетизма (напр., *сверхтекучести* и *сверхпроводимости*, сегнетоэлектричества, упорядочения сплавов и т. п.) часто используются эфф. квази- (или псевдо-)спиновые гамильтонианы (КСГ). Применение КСГ основано на формальной аналогии между спиновыми операторами и операторами, действующими в пространстве состояний (*волновых функций*) к.-л. квантовой системы.

Квазиклассический спиновый гамильтониан обусловлен наличием у электронов или нуклонов собственного дипольного магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ (см. *Магнетизм микрочастиц*), к-рый посредством магнитомеханич. отношения связан с их спином $\boldsymbol{s}$: $\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B \boldsymbol{s}$ (g — *Ланде множитель*, μ_0 — электронный μ_B или ядерный $\mu_{яд}$ *магнетон*).«Квазиклассичность» этой части С. г. означает, что все перечисленные взаимодействия выражаются через магн. моменты частиц $\boldsymbol{\mu}$, к-рые могут иметь природу, отличную от спиновой (напр., *суперпарамагнетизм*), тогда как обменная часть С. г. имеет чисто квантовую природу и принципиально невозможна в системе частиц, не обладающих полуцелым спином. В квазиклассический С. г. входят: взаимодействие микрочастицы с внеш. магн. полем (см. *Зеемана эффект*); *спин-орбитальное взаимодействие* электрона, находящегося в кулоновском поле ядра и др. электронов; *сверхтонкое взаимодействие* магн. моментов электронов и ядер; магн. *диполь-дипольное взаимодействие* в системе спинов электронов или ядер (иногда учитываются и взаимодействия более высокой мультипольности). В обычных условиях все эти релятивистские взаимодействия малы по сравнению с кулоновским *обменным взаимодействием.* Кроме того, малы члены, включающие взаимодействие с магн. моментами ядер, т. к. $\mu_{яд} \ll \mu_B$. Учёт тех или иных членов С. г. важен, напр., в атомной и молекулярной спектроскопии и многих резонансных явлениях, где они приводят к расщеплению энергетич. уровней и уширению резонансных линий.

Эффективный одноузельный спиновый гамильтониан. В физике магн. явлений осн. роль играют ионы (атомы) элементов переходных групп и редкоземельных элементов с частично заполненными *d*- или *f*-оболочками — т. н. парамагн. ионы (ПМИ). Они обладают отличным от нуля полным спином $\boldsymbol{S} = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{s}_i$, где n —

число неспаренных электронов в оболочке, s_l — оператор спина l-го электрона. Суммарное спиновое квантовое число ПМИ $S = n/2$. Энергия свободного ПМИ определяется в основном зеемановским и спин-орбитальным взаимодействиями, тогда как энергия того же атома (иона) в твёрдом теле выражается с помощью «одночастичного» (точнее, одноузельного) эффективного С. г. [М. Прайс (M. Pryce), 1950]

$$\mathcal{H}=\mu_B g_{\alpha\beta} H^\alpha S^\beta+\mu_B^2 \Lambda_{\alpha\beta} H^\alpha H^\beta+D_{\alpha\beta} S^\alpha S^\beta, \qquad (1)$$

$$\alpha,\beta=x,y,z,$$

в к-ром полностью исключены орбитальные степени свободы (их вклад во 2-м порядке теории возмущений определяют коэф. $\Lambda_{\lambda\beta}$), H^α и S^α — проекции векторов внеш. маги. поля и полного спина на оси координат. Это связано с действием кулоновского *внутрикристаллического поля*, создаваемого немагнитным окружением, благодаря к-рому спин-орбитальное взаимодействие ПМИ существенно ослабляется. Если осн. состояние ПМИ является, напр., орбитальным синглетом, то происходит полное *«замораживание» орбитальных моментов*.

Первое слагаемое в (1) соответствует зеемановской энергии, где $g_{\alpha\beta}=2(\delta_{\alpha\beta}+\lambda\Lambda_{\alpha\beta})$, $\delta_{\alpha\beta}$ — *Кронекера символ*; второе — энергии, определяющей т. н. *ванфлековский парамагнетизм*, третье — энергии одноионной *магнитной анизотропии*, характеризуемой тензором $D_{\alpha\beta}=\lambda^2\Lambda_{\alpha\beta}$ (λ — константа спин-орбитального взаимодействия). Число разл. независимых g-факторов и констант внизотропии одинаково и определяется типом локальной симметрии окружения. В случае кубич. симметрии имеется всего одна константа, $D_{\alpha\beta}=D\delta_{\alpha\beta}$, третье слагаемое в (1) выражается в число $DS(S+1)$ и вклад в (1) начинается с членов 4-го порядка $D_{\alpha\beta\gamma\delta}\,S^\alpha S^\beta S^\gamma S^\delta$ ($\alpha,\beta,\gamma,\delta=x,y,z$). В случае аксиальной симметрии таких констант две: $D_{\alpha\beta}=D_\alpha\delta_{\alpha\beta}$ ($D_x=D_\eta$, $D_y=D_z=D_\perp$). В случае более сложной симметрии вклад в (1) могут давать более высокие степени спиновых (дипольных) операторов, а также квадрупольные и др. тензорные операторы, что особенно важно для больших значений S и высокой симметрии внутрикристаллич. поля. Микроскопич. расчёт $g_{\alpha\beta}$ и $D_{\alpha\beta}$ сложен, и они обычно задаются в С. г. феноменологически.

Обменный спиновый гамильтониан атомов и молекул. Обменный С. г. имеет чисто квантовую природу и не обладает классич. аналогом. Он обусловлен *тождественности принципом* (квантовая неразличимость одинаковых микрочастиц) и *Паули принципом*. Полная волновая ф-ция системы фермионов (электронов или нуклонов), образующих электроняую или ядерную подсистемы твёрдого тела, должна быть антисимметричной по отношению к перестановке координат и спинов любой пары частиц. Этим обусловлено появление в собств. значениях энергии системы дополнит. обменных вкладов. Однако, согласно П. Дираку (P. Dirac, 1926), можно избежать сложной процедуры антисимметризации и ограничиться простым произведением одночастичных волновых ф-ций, если добавить к исходному гамильтониану оператор обменного взаимодействия, построенный только на спиновых операторах входящих в систему фермионов. Структура обменного С. г. определяется тем, что для любой пары частиц p, q со спином $^1/_2$ оператор перестановки (транспозиции) орбитальной (координатной) волновой ф-ции имеет вид: $P_{p,q}=\pm\,{}^1/_2(1+S_pS_q)$, где S_p и S_q — векторные спиновые операторы частиц p и q.

Простейшим примером обменного С. г. является гамильтониан системы двух взаимодействующих друг с другом и с ядрами электронов (напр., в атоме He или молекуле H_2):

$$\mathcal{H}=\mathcal{E}_0-2JS_1S_2. \qquad (2)$$

Он описывает зависимость энергии этой системы от взаимной ориентации спинов S_1 и S_2 электронов и учитывает лишь кулоновское взаимодействие.

Обменный спиновый гамильтониан твёрдых тел. Обобщение простейшего С. г. (2) было дано В. Гейзенбергом (W. Heisenberg, 1928) и независимо Я. И. Френкелем (1928) для описания сильно магнитных свойств нек-рых твёрдых тел, содержащих ПМИ. При этом учитывалось только кулоновское взаимодействие в системе многих d- и (или) f-электронов и полностью пренебрегалось наличием s-электронов проводимости. Соответствующий С. г. магн. диэлектрика имеет вид (см. *Гейзенберга модель*):

$$\mathcal{H}=\mathcal{E}_0-\sum_{i,j}J_{ij}S_iS_j, \qquad (3)$$

где $\mathcal{E}_0$ — константа, S_i (S_j) — векторный оператор полного спина ПМИ в узле i(j), J_{ij} — обменный интеграл, зависящий только от расстояния между узлами i и j ($J_{ii}=0$).

Несмотря на простоту, С. г. (3) качественно правильно описывает магн. упорядочение не только в магн. диэлектриках, но и в нек-рых др. веществах, где учёт обменного взаимодействия внутри подсистемы d- или f-электронов уже недостаточен.

Обобщённый спиновый гамильтониан. Дальнейшее обобщение С. г. (3) для магн. диэлектриков можно получить при учёте не только обменного, но и релятивистского межионного взаимодействия. Этот С. г. может быть получен с помощью *возмущений теории* для вырожденного уровня в операторной форме (Н. Н. Боголюбов, С. В. Тябликов, 1949). Обменный интеграл становится тензором $J_{ij}^{\alpha\beta}$, симметричная часть к-рого описывает эффекты обменной магн. анизотропии, а антисимметричная часть, представляемая вектором $\boldsymbol{D}_{ij}$, описывает явление *слабого ферромагнетизма* в магнетиках определ. симметрии [И. Е. Дзялошинский, 1957; Т. Мория (T. Moriya), 1960]. Соответствующий добавочный член к С. г. (3) имеет вид $\sum_{ij}(\boldsymbol{D}_{ij}[\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j])$. Число независимых компонент симметричной части тензора $J_{ij}^{\alpha\beta}$ определяется типом симметрии кристаллич. решётки. В кристаллах кубич. симметрии всего одна компонента $J_{ij}^{\alpha\beta}=J_{ij}\delta_{\alpha\beta}$. В случае одноосной анизотропии $J_{ij}^{\alpha\beta}=J_{ij}^{\alpha}\delta_{\alpha\beta}$, причём $J_{ij}^{z}=J_{ij}^{\parallel}$, $J_{ij}^{x}=J_{ij}^{y}=J_{ij}^{\perp}$ $\left(J_{ij}^{\parallel}\right.$ — продольная, $\left.J_{ij}^{\perp}\right.$ — поперечная компоненты). Соответствующий последнему случаю С. г. с учётом зеемановского взаимодействия имеет вид:

$$\mathcal{H}=-g\mu_B\sum_i(\boldsymbol{H}S_i)-\sum_{ij}\Big\{J_{ij}^{\parallel}S_i^zS_j^z+J_{ij}^{\perp}\left(S_i^xS_j^x+S_i^yS_j^y\right)\Big\}; \qquad (4)$$

здесь $\boldsymbol{H}$ — постоянное и одиородное внеш. маги. поле. С. г. (4) описывает ферро- или антиферромагнетик в зависимости от знака обменных констант $J_{ij}^{\parallel,\perp}$, к-рые рассматриваются как феноменологич. константы теории (их микроскопич. расчёт представляет самостоят. сложную задачу). Частные случаи С. г. (4) соответствуют известным моделям магн. веществ; напр., при $J_{ij}^{\parallel}=J_{ij}^{\perp}$ С. г. (4) сводится к С. г. изотропной модели Гейзенберга (3), при $J_{ij}^{\perp}=0$ — к С. г. *Изинга модели*, при $J_{ij}^{\parallel}=0$ — к С. г. т. н. поперечной, или XY-модели. В боль-

шинстве случаев рассматривается приближение, когда величины J_{ij}^{α} отличны от нуля, лишь если узлы i и j являются ближайшими соседями и $J_{ij}^{\alpha} = J^{\alpha}$. Отношение $\xi = J^{\perp}/J^{\parallel}$ наз. константой межионной магн. анизотропии. В более общем случае С. г. включает члены, описывающие одноионную анизотропию [см. третье слагаемое в (1)]. При $|\xi| < 1$ С. г. (4) описывает (анти)ферромагнетик типа «лёгкая ось», при $|\xi| > 1$ — типа «лёгкая плоскость».

В более высоких порядках теории возмущений к билинейному по спиновым операторам С. г. (4) могут добавляться т. н. негейзенберговские взаимодействия, напр. полилинейные формы вида $\sum_{i,j,k,\ldots} A_{ijk\ldots}^{\alpha\beta\gamma\ldots} S_i^{\alpha} S_j^{\beta} S_k^{\gamma} \ldots$ (здесь $A_{ijk\ldots}^{\alpha\beta\gamma\ldots}$ —численные коэф.), называемые многоспиновыми взаимодействиями и существенные, напр., для описания спиновой системы *квантового кристалла* He^3. В случае спина $S \geqslant 1$ возможны также негейзенберговские слагаемые вида $\sum_{ij} A_{ij}^{(n)} (S_i S_j)^n$, содержащие все независимые спиновые инварианты до порядка $2S$ включительно [Э. Шрёдингер (E. Schrödinger), 1940)]. Напр., при $S = 1$ это даёт биквадратный обмен.

Обобщение С. г. (4), учитывающее *спин-фононное взаимодействие* в магнетике, возможно на основе к р и в о й С л э т е р а, описывающей изменение обменных констант при смещениях ПМИ из своих равновесных положений. Др. обобщение С. г. (4) возможно, если при разбиении магнетика на две или более магн. подрешётки обменные константы $J_{ij}^{\alpha\beta}$ могут иметь разл. величины и знаки внутри и между подрешётками (напр., в простом антиферромагнетике $J_{ij} < 0$ между подрешётками, тогда как $J_{ij} > 0$ внутри подрешёток). Величины $J_{ij}^{\alpha\beta}$ могут быть анизотропны не только в спиновом (по индексам α, β), но и в координатном (по индексам i, j) пространстве (см. *Слоистые магнетики*). В примесных или неупорядоченных магнетиках обменные константы могут быть случайно распределёнными величинами (см. *Спиновое стекло*). При теоретич. расчётах иногда удобно использовать вместо исходных решёточных (дискретных) С. г. (3) и (4) их континуальный (непрерывный) аналог; для этого вводится зависящий от времени t оператор плотности магн. момента $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) = -g\mu_B \sum_i \boldsymbol{S}_i\, \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_i)$, $\delta(\boldsymbol{r})$ — *дельта-функция*, $\boldsymbol{S}_i = \boldsymbol{S}_i(t)$, $\boldsymbol{r}_i = \boldsymbol{r}_i(t)$, к-рый затем усредняется по физически бесконечно малому объёму [Ч. Херринг, Ч. Киттель (C. Herring, C. Kittel), 1951]. В результате возникает плотность макроскопич. магн. момента $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)$, через к-рую (вместе с её производными) выражаются обычно квазиклассич. феноменологич. С. г., получаемые в виде разложений по магн. инвариантам данной решётки.

Квазиспиновый гамильтониан. Использование КСГ прежде всего связано с относит. простотой и низкой размерностью $m = 2S + 1$ алгебры $SU(m)$ спиновых операторов. Для С. г. (КСГ) хорошо разработаны теоретич. методы вычислений, в т. ч. квазиклассич. метод приближённого *вторичного квантования*, вариационные и функциональные методы, методы двухвременных и причинных *Грина функций*, разл. варианты диаграммной техники. Применение КСГ особенно удобно в тех случаях, когда система обладает небольшим числом $2S + 1$ (S — квантовое число квазиспина) разл. квантовых состояний, к-рые описываются собств. значениями оператора продольной компоненты оператора квазиспина S^z (от $-S$ до S) или оператора числа спиновых отклонений $n = S - S^z$ (от 0 до $2S$). Операторы поперечных компонент квазиспина $S^{\pm} = S^x \pm iS^y$ играют роль операторов рождения и уничтожения квазиспиновых отклонений в S^z-представлении и переводят систему из одного состояния в другое. Для наиб. распространённого случая двухуровневой системы ($S = 1/2$) квазиспиновые операторы $S^{\pm}$ и S^z точно совпадают с п а у л и - о п е р а т о р а м и, коммутирующими подобно бозе-операторам для разл. состояний ($i \neq j$) и антикоммутирующими подобно ферми-операторам для совпадающих состояний ($i = j$).

В методе КСГ пространство состояний системы является конечномерным, а энергетич. спектр — ограниченным (хотя и не обязательно дискретным). Определ. трудности связаны с кинематич. свойствами спиновых операторов (условием нормировки и т. п.), а также с необходимостью использования обобщённой квантовой статистики с макс. числом заполнения $2S$ (случай $S = 1/2$ соответствует *Ферми — Дирака статистике*, $S \to \infty$ — *Бозе — Эйнштейна статистике*). Физически возможность введения квазиспинового описания в реальных системах ми. ферми- или (реже) бозе-частиц обусловлена особенностями структуры гамильтониана взаимодействия и пространства собств. ф-ций, позволяющими полностью исключить одночастичные ферми- или бозе-операторы и ввести с их помощью операторы квазиспина или паули-операторы. При вычислениях на основе КСГ также возможно использование соответствующих к в а з и б о з о н н ы х или к в а з и ф е р м и о н н ы х представлений спиновых операторов.

Характерные примеры применения метода КСГ: 1) энергия ПМИ в немагн. окружении в случае, когда его основным орбитальным состоянием является не синглет, а вырожденный дублет, описывается вместо (1) эффективным КСГ вида

$$\mathcal{H} = 2\mu_B H^a S^a + \mu_B H^z \sigma^z + \lambda S^z \sigma^z, \qquad (5)$$

где S^z — оператор z-компоненты обычного спина ПМИ, σ^z — оператор z-компоненты квазиспина ($\sigma = 1/2$), действующий в двумерном пространстве волновых ф-ций вырожденного орбитального дублета.

2) Зарядово-независимое (изотопически инвариантное) взаимодействие в системе нуклонов описывается КСГ вида (3) с заменой S_i на τ_i, где τ_i — оператор *изотопического спина* (В. Гейзенберг, 1932), действующий в пространстве волновых ф-ций протона и нейтрона. В J_{ij} входят как истинное обменное взаимодействие вида (3), обусловленное фермионной природой нуклонов, так и другие зависящие от спина (т. н. тензорные) взаимодействия (см. *Ядерные силы*).

3) Энергия (анти)сегнетоэлектрика с водородной связью (напр., KH_2PO_4 или $NaNO_2$), обнаруживающего *структурный фазовый переход*, описывается частным случаем КСГ вида (4) — моделью Изинга в поперечном «поле» [П. де Жен (P. de Gennes), 1963]. Роль внеш. поля играет интеграл туннелирования Ω протона между двумя симметричными минимумами («ямами») одночастичного потенциала. Операторы квазиспина для $S = 1/2$ определены в двумерном пространстве симметричных и антисимметричных по «ямам» волновых ф-ций, описывающих расщепление осн. состояния на дублет с энергиями соответственно $\mathscr{E}_+$ и $\mathscr{E}_-$ ($\mathscr{E}_- > \mathscr{E}_+$, причём $\Omega \approx \mathscr{E}_- - \mathscr{E}_+ > 0$).

4) Энергия сверхпроводника в простейшем варианте *Бардина — Купера — Шриффера модели* может быть представлена в виде частного случая КСГ (4) — поперечной, или XY-модели [П. Андерсон (P. Anderson), 1958]. Роль обменного интеграла играет матричный элемент взаимодействия притяжения между куперовскими парами (см. *Купера эффект*); а роль операторов квазиспина — операторы рождения, уничтожения и числа этих пар. Свойство «фермиевости» квазиспиновых операторов для $S = 1/2$ в одном импульсном состоянии отражает требование принципа Паули.

5) Энергия решёточного квантового неидеального бозе-газа (напр., состоящего из атомов He^4), проявляю-

щего свойство сверхтекучести, также может быть выражена с помощью КСГ (4) для частного случая ферромагнетика типа «лёгкая плоскость» [Х. Мацубара, Х. Мацуда (H. Matsubara, H. Matsuda), 1956] для $S = 1/2$. Роль внеш. поля играют хим. потенциал и анизотропия, а обменного интеграла — энергия парного притяжения бозонов. Свойство «фермиевости» паули-операторов в одном узле решётки отражает наличие в нём сильного отталкивания (типа потенциала «твёрдых сфер»).

6) Конфигурац. энергия парных взаимодействий атомов — ближайших соседей в бинарном твёрдом растворе или сплаве может быть записана в виде продольной (изинговской) части КСГ (4) с $S = 1/2$ (Э. Изинг, 1925). Оператор квазиспина S^z описывает два состояния, соответствующих заполнению данного узла атомом одного или другого типа; роль обменного интеграла играет энергия упорядочения. На основе этой модели можно описать фазовый переход типа порядок — беспорядок ($J > 0$) с образованием сверхрешётки или распадение на две фазы разл. состава.

С помощью того же изинговского КСГ с $S = 1/2$, но с учётом полной потенциальной энергии парных взаимодействий атомов одного типа (дальнодействующее притяжение и короткодействующее отталкивание) [Т. Ли, Ч. Янг (T. Lee, C. Yang), 1952] можно описать фазовый переход типа конденсации для классич. идеального решёточного газа, при этом оператор $n = 1/2 - S^z$, как правило, описывает два возможных состояния в узле: занятое ($n = 1$) и свободное ($n = 0$).

7) С помощью КСГ формулируются также задачи о взаимодействии *экситонов* в молекулярных кристаллах (А. М. Агранович, Б. Тошич, В. Tošich, 1976), магн. упорядочении в *f*-металлах с синглетным осн. состоянием во внутрикристаллич. поле [И. Уонг, Б. Купер (Y. Wang, B. Cooper), 1968], квадрупольном упорядочении в твёрдом ортоводороде [Дж. Рейч, Р. Эттерс (J. Raich, R. Etters), 1967], фазовом переходе в сверхизлучательный (лазерный) режим для взаимодействия эл.-магн. излучения с термостатом из двухуровневых атомов [Р. Дикке (R. Dicke), 1954].

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989, гл. 9—11, 16; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, гл. 8; Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960; Альтшулер, С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Таулес Д., Квантовая механика систем многих частиц, пер. с англ., М., 1963; Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; Вакс В. Г., Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков, М., 1973; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 8; Барьяхтар В. Г., Криворучко В. Н., Яблонский Д. А., Функции Грина в теории магнетизма, К., 1984; Изюмов Ю. А., Скрябин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987; Нагаев Э. Л., Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988.

СПИНОР (от англ. spin — вращаться) — элемент пространства спинорного *представления группы* вращений. *Вращений группа* $SO(n)$ при $n \geqslant 3$ двусвязна. Её односвязная накрывающая называется спинорной группой Spin(n). Каждое линейное представление $SO(n)$ порождает представление Spin(n); однако часть линейных представлений Spin (n) порождается двузначными (проективными с мультипликатором ± 1) представлениями $SO(n)$ — её спинорными представлениями. Простейшее спинорное представление имеет размерность $2^{[n/2]}$ (где [...] — символ целой части числа) и реализуется в *Клиффорда алгебре* K_n степени $2^{[n/2]}$. Оно неприводимо для нечётных n и разлагается в сумму двух неэквивалентных представлений одинаковой размерности для чётных n.

Существуют два типа С.: С., связанные с группой $SO(n)$ — группой вращений n-мерного евклидова пространства, и С., связанные с группой $SO(p, q)$ ($p + q = n$) — группой «вращений» псевдоевклидова пространства $M^n_{p,q}$, сохраняющих квадратичную форму:

$$x^2_1 + \ldots + x^2_p - x^2_{p+1} - \ldots - x^2_n.$$

В физике наиб. употребительны С. в пространстве R^3 [С. группы $SO(3)$] (нерелятивистская квантовая механика) и в пространстве Минковского $M^4_{1,3}$ (С. собственной *Лоренца группы* в релятивистской теории).

Спинор в R^3. Простейшее спинорное представление (спинорное представление ранга 1) двумерно [т. к. Spin (1) ~ SU (2)]. С. ранга 1 характеризуется парой (комплексных) чисел ξ^1, ξ^2. При повороте на угол φ вокруг оси с направляющим единичным вектором $n = (n_1, n_2, n_3)$ С. ранга 1 преобразуется по ф-ле

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi^1 \\ \xi^2 \end{pmatrix} \to \xi' = g(n, \varphi)\xi \in SU(2) \qquad (1)$$

с помощью матрицы

$$g(n, \varphi) = \cos(\varphi/2) + in\sigma\sin(\varphi/2), \qquad (2)$$

где $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, $\sigma_j (j = 1, 2, 3)$ — *Паули матрицы*. При повороте на угол 2π С. ξ переходит в $-\xi$, что свидетельствует о неопределённости знака С., т. е. о двузначности представления. Выражение (2) задаёт представление $SO(3)$, как следует из коммутац. соотношений для матриц Паули. В этом представлении матрица $(i/2)\sigma_j$ является генератором поворота вокруг оси j.

Преобразование (1) сохраняет билинейную форму $(\xi, \eta) = \xi^1\eta^2 - \xi^2\eta^1$, определённую на двумерных векторах (контравариантных) ξ и η. Это позволяет ввести в линейном пространстве таких векторов кососимметрическую «метрику»

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha, \beta = 0, 1,$$

и ковариантные С. $\xi_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}\xi^\beta$, преобразующиеся с помощью эрмитово сопряжённой матрицы $g^+(n, \varphi)$. Тогда билинейная форма естественно интерпретируется как скалярное произведение:

$$(\xi, \eta) = \xi^\alpha\varepsilon_{\alpha\beta}\eta^\beta = \xi^1\eta_1 + \xi^2\eta_2$$

(по повторяющимся индексам подразумевается суммирование).

В качестве базиса в пространстве С. ранга 1 можно выбрать собств. векторы

$$\xi^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ и } \xi^- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

матриц $(1/4)\sigma^2$ и $(1/2)\sigma_3$, допускающих естеств. интерпретацию квадрата вектора спина и его z-проекции; собств. значениями будут $3/4 = 1/2(1 + 1/2)$ и $\pm 1/2$ соответственно. Поэтому С. ранга 1 описывают частицы со спином $1/2$.

С. старших рангов строятся по аналогии с теорией *тензоров*. Контравариантным спинором ранга r наз. набор 2^r (комплексных) чисел $\alpha_1, \ldots, \alpha_r$, преобразующихся по закону:

$$\xi^{\alpha_1, \ldots, \alpha_r} \to \xi'^{\alpha_1, \ldots, \alpha_r} = g^{\alpha_1}_{\beta_1} \ldots g^{\alpha_r}_{\beta_r} \xi^{\beta_1, \ldots, \beta_r},$$

где g^α_β — элементы матрицы $g(n, \varphi)$. В алгебре С. можно ввести операции, аналогичные операциям в тензорной алгебре: поднятие и опускание индексов, свёртка и т. д. С. $\xi^{\alpha_1, \ldots, \alpha_r}$ ранга r наз. симметрическим, если его компоненты не меняются при любой перестановке индексов. В пространстве симметрических С. реализуются все неприводимые представления группы вращений веса l, $2l = r$.

Спинор в M^4. Два простейших неприводимых (полуспинорных) представления $SO(3, 1)$ двумерны и обозначаются столбцами ξ^α и $\xi^{\dot\alpha}$ соответственно с непунктирными и с пунктирными индексами. При пространственных поворотах ξ^α преобразуются (как и С. в R^3) с помощью матрицы (2), а при специальных *Лоренца преобразованиях* — гиперболич. поворотах на угол φ в плоскости $(x_0, \boldsymbol{n})$ — с помощью матрицы h:

$$h(\boldsymbol{n}, \varphi) = \mathrm{ch}(\varphi/2) - \boldsymbol{n}(\sigma)\mathrm{sh}(\varphi/2).$$

Пунктирные С., $\xi^{\dot\alpha}$, преобразуются с помощью комплексно сопряжённых матриц g^* и h^* соответственно. Кососимметрическая матрица $\varepsilon_{\alpha\dot\beta}$ позволяет определить компоненты пунктирных С. При пространственной инверсии $(x_0, \boldsymbol{x}) \to (x_0, -\boldsymbol{x})$ пунктирный и непунктирный С. переходят друг в друга: $\xi^\alpha \to i\xi_{\dot\alpha}$, $\xi_{\dot\alpha} \to i\xi^\alpha$. Включение инверсий означает переход от собств. группы Лоренца $SO(3, 1)$ к группе Лоренца $O(3, 1)$. Поэтому простейшее спинорное представление $O(3, 1)$ четырёхмерно и образовано *биспинором* $\xi_\alpha \otimes \bar\xi_{\dot\alpha}$ ($\otimes$ — знак тензорного произведения), обычно записываемым в виде столбца:

$$\psi = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \bar\xi^{\dot\alpha} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}.$$

Инвариантные и ковариантные билинейные формы в пространстве биспиноров строятся с помощью *Дирака матриц* γ^μ, $\mu = 0, 1, 2, 3$, $\gamma^5 \equiv \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ и определения дираковского сопряжения $\bar\psi_д = \psi^+\gamma^0$ ($+$ означает эрмитово сопряжение). Так, формы $\bar\psi\psi$, $\bar\psi\gamma^5\psi$, $\bar\psi\gamma^\mu\psi$ — есть соответственно скаляр, псевдоскаляр и 4-вектор относительно преобразований из $O(3, 1)$.

Помимо дираковского вводят майорановское сопряжение $\bar\psi_м = \psi^T C$ (T — означает транспонирование), где C — матрица *зарядового сопряжения*. **Майорановским** С. наз. С., для к-рого $\bar\psi_м$ пропорционален $\psi_д$ (множитель пропорциональности зависит от представления матриц Дирака); и частности, в майорановском представлении (где γ^μ и $\sigma^{\mu\nu} = [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ вещественны) компоненты майорановского С. вещественны.

Вейлевским С. наз. С., удовлетворяющий соотношению $\psi_+ = (1/2)(I + \gamma^5)\psi_+$ или $\psi_- = (1/2)(I - \gamma^5)\psi_-$, где I — единичная матрица (соответственно правый и левый С.). Число его компонент также вдвое меньше обычного; он используется в теориях с *киральной симметрией*.

В пространстве биспиноров можно задать линейное релятивистски инвариантное ур-ние, описывающее частицы со спином $^1/_2$ (спинорные частицы), с ненулевой массой — *Дирака уравнение*, с нулевой массой — *Вейля уравнение*.

С., связанные с многомерными пространствами, находят применение в теории *тяготения*, *Калуцы — Клейна теории*, теории супергрун и т. д. Многообещающие применения теории С. связаны с теорией *твистеров*.

Спинорные многообразия. Глобально спинорное поле можно задать не на любом многомерном пространстве. Существование таких пространств (спинорных многообразий, см. *Расслоение*) определяется топологич. инвариантами.

Первые упоминания двузначной природы группы вращений восходят к Л. Эйлеру (L. Euler) (параметриация группы вращений углами Эйлера). В работах О. Родрига (O. Rodrigues), У. Гамильтона (W. Hamilton), А. Кэли (A. Cayley), У. Клиффорда (W. Clifford) и др. были получены важные результаты, имеющие естеств. продолжение в рамках теории С. Построение спинорных представлений в инфинитезаимальной форме проведено Э. Картаном (E. Cartan, 1913). Дальнейшее развитие теории С. инициировалось открытием спина электрона (1925) и появлением ур-ний П. Дирака (P. Dirac) и Г. Вейля (H. Weyl). Спинорное исчисление было построено в работах Б. Вая-дер-Вардена (B. van der Waerden) и др. Термин «С.» предложен П. Эренфестом (P. Ehrenfest, 1929).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я., Представления группы вращений и группы Лоренца и их применения, М., 1958; Ван дер Варден Б., Принцип запрета и спин, в кн.: Теоретическая физика 20 века, М., 1962; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968; Дирак П., Спиноры в гильбертовом пространстве, пер. с англ., М., 1978; Пенроуз Р., Риндлер В., Спиноры и пространство-время, пер. с англ., [т. 1], М., 1987; [т. 2] — Спиноры и пространство-время. Спинорные и твисторные методы в геометрии пространства-времени, пер. с англ., М., 1988; Budinich P., Trautman A., The spinorial chessboard, Springer, N. Y., 1988.

М. И. Монастырский.

СПИН-ОРБИТА́ЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — взаимодействие частиц, зависящее от величин и взаимной ориентации их орбитального и спинового моментов кол-ва движения и приводящее к т. н. тонкому (мультиплетному) расщеплению уровней энергии системы (см. *Тонкая структура*). С.-о. в.— релятивистский эффект; формально оно получается, если энергию быстро движущихся во внеш. поле частиц находить с точностью до v^2/c^2, где v — скорость частицы.

Наглядное физ.истолкование С.-о. в. можно получить, рассматривая, напр., движение электрона в атоме водорода. Электрон обладает собств. моментом кол-ва движения — *спином*, с к-рым связан спиновый магн. момент. Электрон движется вокруг ядра по нек-рой «орбите» (примем этот полуклассич. образ). Обладающее электрич. зарядом ядро создаёт кулоновское электрич. поле, к-рое должно оказывать воздействие на спиновый магн. момент движущегося по «орбите» электрона. В этом можно убедиться, если мысленно перейти в систему отсчёта, в к-рой электрон покоится (т. е. в систему, движущуюся вместе с электроном). В этой системе отсчёта ядро будет двигаться и как любой движущийся заряд порождать магн. поле $\boldsymbol{H}$, к-рое будет воздействовать на магн. момент μ электрона. Электрон получит дополнит. энергию $\Delta\mathscr{E}$, обусловленную этим взаимодействием и зависящую от ориентации μ: $\Delta\mathscr{E} = -\boldsymbol{\mu H} = -\mu_H H$. Т. к. проекция μ_H магн. момента μ на направление $\boldsymbol{H}$ может принимать два значения ($\pm^1/_2$, в единицах $\hbar$), то С.-о. в. приводит к расщеплению уровней энергии в атоме водорода (и водородоподобных атомах) на два близких подуровня — к дублетной структуре уровней. У многоэлектронных атомов картина тонкого расщепления уровней энергии оказывается более сложной. Атомы щелочных металлов, у к-рых полный спин электронов равен $^1/_2$, также обладают дублетной структурой уровней энергии.

С.-о. в. существует и у нейтральных частиц, напр. у нейтронов, имеющих и орбитальный и спиновый механич. моменты. Весьма существенно С.-о. в. в атомных ядрах, вклад к-рого в полную энергию взаимодействия велик (достигает 10%).

В. И. Григорьев.

СПИНО́РНАЯ ЧАСТИ́ЦА — частица с полуцелым спином. Часто под С. ч. понимают частицу со спином $^1/_2$ (электрон, протон, кварк и т. д.). В квантовой механике волновая ф-ция С. ч. подчиняется *Дирака уравнению* или (для частиц с нулевой массой) *Вейля уравнению*. В квантовой теории поля С. ч. является квантом *спинорного поля*.

СПИНО́РНОЕ ПОЛЕ — набор физ. полей, преобразующихся в каждой точке пространства-времени при пространственных поворотах системы координат по представлениям группы вращения с полуцелым индексом (см. *Вращений группа*). Квантами С. п. в квантовой теории поля являются спинорные частицы.

СПИН-СПИ́НОВОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — магн. взаимодействие между спиновыми магн. моментами эле-

ктронов, атомных ядер, парамагн. атомов и ионов. Энергия С.-с. в. зависит от взаимной ориентации спинов этих частиц. Благодаря своей релятивистской природе С.-с. в., как правило, значительно слабее др. взаимодействий (электростатических, обменных и др.), определяющих структуру энергетич. уровней атомных и молекулярных систем. Поэтому С.-с. в. определяет обычно лишь малое расщепление или уширение спектральных линий (см. *Радиоспектроскопия*, *Спектроскопия*). В простейших случаях величина С.-с. в. определяется *диполь-дипольным взаимодействием* спиновых *магнитных моментов* μ_i, μ_j частиц i, j и имеет энергию порядка $\mathcal{E}_{ij} \sim \mu_i\mu_j/r^3$, где r — расстояние между частицами. Для типичных атомных масштабов величина $\mathcal{E}_{ij}$ оказывается порядка 10^{-4}—10^{-5}, 10^{-7}—10^{-8} и 10^{-11} эВ соотв. для электрон-электронного, электронно-ядерного и ядерно-ядерного взаимодействий.

Электрон-электронное С.-с. в. в свободных атомах и ионах приводит лишь к малому сдвигу энергетич. уровней, не вызывая их расщепления. В молекулах, где центр. симметрия нарушена, такие расщепления возникают и дают вклад в мультиплетную тонкую структуру спектров (т. н. Σ-уровни; см. *Молекула*). Аналогичный эффект возникает и при понижении симметрии во *внутрикристаллическом поле* твёрдого тела.

Электронно-ядерное С.-с. в. между орбитальными электронами атома (иона, молекулы) и обладающим спином ядром атома приводит к *сверхтонкой структуре* спектров, обусловленной зависимостью энергии атома от ориентации ядерного спина I в магн. поле, созданном суммарным спином электронов S (см. *Сверхтонкое взаимодействие*). Аналогичная сверхтонкая структура наблюдается и в спектрах *электронного парамагнитного резонанса*, где она обусловлена С.-с. в. неспаренных электронов парамагн. центров (см. *Парамагнетизм*) как с их собств. ядрами, так и с ядрами ближайших соседей (с у п е р с в е р х т о н к а я с т р у к т у р а).

В электронных парамагнетиках С.-с. в. между парамагн. центрами в значит. степени определяет форму и ширину линий ЭПР. В этом случае принято понимать термин «С.-с. в.» более широко: кроме магнитной (диполь-дипольной) энергии к нему относят и обменное взаимодействие, к-рое также зависит от взаимной ориентации спинов и формально рассматривается как «псевдодипольное».

С.-с. а. между ядрами атомов, входящих в кристаллич. решётку твёрдого тела, определяет форму линий *ядерного магнитного резонанса* и даёт информацию о структуре вещества и внутр. атомно-молекулярных движениях. В жидкостях быстрое тепловое движение атомов и молекул приводит к тому, что анизотропная часть ядерно-ядерного С.-с. в., усредняясь, уменьшается практически до нуля. Это ведёт к резкому сужению линий и повышению разрешающей способности ЯМР. Сходных результатов можно достигнуть и в твёрдых телах за счёт быстрого вращения образца либо с помощью спец. радиочастотных полей, заставляющих ядерные спины быстро менять свою ориентацию. Косвенное ядерное С.-с. в., обусловленное очень слабым взаимодействием ядерных спинов I_i и I_j через общую электронную систему молекулы, носит изотропный характер и поэтому не усредняется. Оно образует малые (~1 Гц) мультиплетные расщепления в спектрах ЯМР высокого разрешения. Эти расщепления не зависят от величины внеш. магн. поля и могут быть использованы для классификации и структурного анализа сложных молекул и их фрагментов.

С.-с. в. играет важную роль в динамике многочастичных спиновых систем. Оно приводит к взаимным переворотам взаимодействующих спинов (электронных либо ядерных), что обеспечивает процессы поперечной *релаксации магнитной*, *спиновой диффузии* и ведёт к установлению *спиновой температуры* в парамагн. твёрдых телах. С.-с. в. между электронами парамагн. центров и окружающими ядрами определяет, кроме того, процессы магн. релаксации и динамич. поляризации ядер (см. *Оверхаузера эффект*).

В магнитоупорядоченных веществах (ферро- и антиферромагнетиках) С.-с. в., наряду с внутрикристаллич. полем, даёт вклад в *магнитную анизотропию*, играет решающую роль в образовании магнитной доменной структуры. Существуют также соединения (в основном с участием редкоземельных элементов), магн. упорядочение в к-рых вообще обусловлено не обменным, а дипольным С.-с. в. (д и п о л ь н ы е м а г н е т и к и).

Лит.: А л ь т ш у л е р С. А., К о з ы р е в Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; А б р а г а м А., Г о л ь д м а н М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; Л у н д и н А. Г., Ф е д и н Э. И., ЯМР-спектроскопия, М., 1986.

В. А. Ацаркин.

СПИН-ФЛИП ПЕРЕХО́Д (от англ. flip — щёлкать, хлопать; «схлопывание» магнитных подрешёток) — *магнитный фазовый переход* в сильном магн. поле, при к-ром разрушается *антиферромагнетизм*. При наложении возрастающего внеш. магн. поля перпендикулярно направлению лёгкого намагничивания антиферромагн. кристалла векторы намагниченности *магнитных подрешёток* кристалла начинают поворачиваться к направлению поля и в очень сильном поле (критич. маги. поле $H_{c2} \approx H_E$, где H_E — эфф. поле обменного взаимодействия ионов) все маги. моменты ионов антиферромагнетика ориентируются вдоль поля (намагниченности подрешёток «схлопываются»). Антиферромагн. кристалл становится по существу ферромагнитным (рис. 1). Разрушение антиферромагнетизма происходит, когда магн. энергии подрешёток во внеш. поле сравнивается с энергией обменного взаимодействия ионов. Эффективное обменное поле H_E, являющееся критич. полем С.-ф. п., разрушающим антиферромагнетизм, определяется из условия $kT_N = \mu H_E$, где T_N — темп-ра Нееля, $\mu \approx \approx M_0/N$ — величина порядка атомного магн. момента, M_0 — намагниченность насыщения магн. подрешёток,

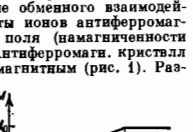


Рис. 1. Зависимость намагниченности одноосного антиферромагнетика при $T = 0$К от магнитного поля, перпендикулярного оси антиферромагнетизма. M_0 — намагниченность насыщения подрешёток, $H_E \approx H_{c2}$ — критическое поле спин-флип перехода.

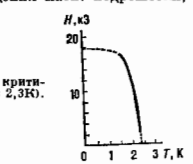


Рис. 2. Температурная зависимость критического поля для $MnBr_2 \cdot H_2O$ ($T_N \approx 2{,}3$К).

N — полное число узлов в криеталлич. решётке антиферромагнетика. При абс. нуле темп-ры обменная энергия по порядку величины равна kT_N. С ростом темп-ры величина обменного поля, а следовательно и критич. поле «схлопывания» подрешёток, уменьшается, обращаясь в нуль при $T = T_N$ (рис. 2). С.-ф. п. представляет собой, как правило, фазовый переход 2-го рода.

Лит.: Б о р о в и н - Р о м а н о в А. С., Антиферромагнетизм, в сб.: Итоги науки. Сер. физ.-мат. науки, в. 4, М., 1962; В о н с о в с к и й С. В., Магнетизм, М., 1971.

А. М. Кадомцева.

СПИН-ФЛОП ПЕРЕХО́Д (от англ. flop — шлёпнуться, плюхнуться; «опрокидывание» подрешёток) — *магнитный фазовый переход*, наблюдаемый в антиферромагнетиках при достаточно большом (критич.) значении внеш. магн. поля H_{c1}, приложенного вдоль оси антиферромагнетизма, при к-ром направление намагниченности *магнитных подрешёток* поворачивается перпендикулярно ориентации поля H_{c1} (см. *Антиферромагнетизм*).

Этот переход обусловлен тем, что в антиферромагнетиках при $T \ll T_N$ (T_N — темп-ра Нееля) восприимчивость вдоль оси антиферромагнетизма χ_{II} меньше восприимчивости $\chi_\perp$ в поперечном направлении, и при нек-ром значении магн. поля H_{c1} разность магн. энергий $-\frac{1}{2}(\chi_\perp - \chi_{II})H^2$ сравнивается с энергией анизотропии, что и приводит к скачкообразному изменению ориентации спинов на угол $\pi/2$ (рис. 1).

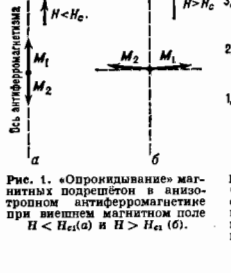


Рис. 1. «Опрокидывание» магнитных подрешёток в анизотропном антиферромагнетике при внешнем магнитном поле $H < H_{c1}(a)$ и $H > H_{c1}$ (б).

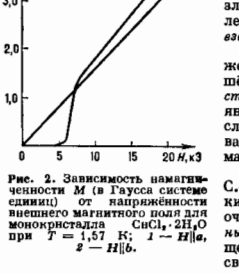


Рис. 2. Зависимость намагниченности M (в Гаусса системе единиц) от напряжённости внешнего магнитного поля для монокристалла $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ при $T = 1{,}57$ К; *1* — $H \| a$, *2* — $H \| b$.

Это явление впервые наблюдалось экспериментально на антиферромагн. монокристаллах $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ с $T_N = 4{,}3$ К. На рис. 2 приведены зависимости магн. момента этого соединения от напряжённости магн. поля, приложенного вдоль оси антиферромагнетизма (ось *a*) и перпендикулярно ей (ось *b*). При низких темп-рах $\chi_{II} \ll \chi_\perp$, но при достижении $H_c = 6$ кЭ намагниченность вдоль оси *a* скачком возрастает (фазовый переход 1-го рода), после чего восприимчивости по осям *a* и *b* оказываются примерно одинаковыми, т. е. при $H_c > 6$ кЭ намагниченности подрешёток устанавливаются перпендикулярно полю.

Критич. поле С.-ф. н. связано с внутр. эфф. полями антиферромагнетика. В случае простейшего легкоосного антиферромагнетика $H_c = (2H_E H_A)^{1/2}$, где H_E — эфф. обменное поле, H_A — эфф. поле анизотропии.

Лит.: Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в сб.: Итоги науки. Сер. физ.-мат. науки, в. 4, М., 1962; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971. *А. М. Кадомцева.*

СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие электронных и ядерных спинов атомов твёрдого тела с упругими *колебаниями кристаллической решётки*. Последним в квантовомеханич. представлении соответствует поле *фононов*. Колебания решётки, тепловые или вызванные внеш. упругой волной, периодически изменяют расстояния между атомами, что приводит к модуляции как *внутрикристаллического поля*, так и взаимодействий между спинами электронов и ядер, т. е. к *спин-спиновому взаимодействию*.

С.-ф. в. обусловливает релаксационные процессы, приводящие к установлению теплового равновесия между системой спинов и решёткой,— т. н. спин-решёточную релаксацию (см. *Релаксация магнитная*). Оно также оказывает влияние на положение и ширину спиновых уровней, приводя к сдвигу фактора спектроскопич. расщепления и изменению констант тонкого и сверхтонкого спиновых расщеплений. С.-ф. в. ответственно за поглощение энергии акустич. колебаний при *акустическом парамагнитном резонансе* (АПР).

Известно неск. механизмов С.-ф. в. Для электронных спинов парамагнитных ионов в т. н. слабоконцентрированных парамагнетиках (напр., примесных нарамагн. ионах в диамагн. матрице), где взаимодействием между нарамагн. ионами можно пренебречь, наиболее существенным является электрич. механизм, обусловленный модуляцией внутрикристаллич. электрич. поля упругими колебаниями решётки. Осциллирующее поле нарушает орбитальное движение электрона и посредством спин-орбитального взаимодействия вызывает переориентацию спинов парамагн. ионов. Этот процесс связан с т. н. *ванфлековским парамагнетизмом*, обусловленным деформацией электронной оболочки иона. Механизм Ван Флека характерен для примесных ионов группы Fe и редких земель в диэлектрич. и полупроводниковых кристаллах (напр., Fe^{2+} в Al_2O_3 и MgO; Cr^{3+} в GaAs). С.-ф. в. возникает в результате модуляции зеемановской энергии или взаимодействия электронной намагниченности с магн. полем, обусловленным ядерным магнитным моментом (см. *Сверхтонкое взаимодействие*).

В концентрированных парамагнетиках С.-ф. в. может осуществляться за счёт модуляции колебаниями решётки магнитного дипольного или *обменного взаимодействий* между спинами, поскольку они зависят от расстояний между ионами (механизм Ва́лера). В случае диэлектриков этот механизм может конкурировать с ванфлековским только для ионов с большим магн. моментом.

В магнитоупорядоченных веществах основную роль в С.-ф. в. играет модуляция упругими колебаниями решётки обменного взаимодействия между спинами. В свою очередь, коллективные колебания спинов (*спиновые волны*), распространяясь по кристаллу, вызывают смещения ионов решётки, что приводит к возникновению связанных т. н. магнитоупругих колебаний. Их интенсивность возрастает при совпадении частот спиновой и упругой волн с одинаковым волновым вектором.

Для атомов, ядра к-рых обладают *квадрупольным моментом*, существенно С.-ф. в., обусловленное связью переменных градиентов внутрикристаллич. поля с квадрупольными моментами ядер. Квадрупольный механизм С.-ф. в. присущ диэлектрикам, слаболегированным полупроводникам и ряду металлов.

В проводящих средах (*металлах, сильнолегированных полупроводниках*) с большой концентрацией электронов проводимости помимо электрич. механизма С.-ф. в. существует т. н. механизм Ольфера — Рубина, связанный с возникновением дополнительного переменного магн. поля, обусловленного взаимодействием колебаний решётки с электронами проводимости. При этом переменное магн. поле модулирует дипольное взаимодействие между магнитными моментами ядер. В металлах для ядер с большим квадрупольным моментом преобладающую роль играет квадрупольный механизм С.-ф. в., а для ядер с малым квадрупольным моментом могут одновременно участвовать два механизма — квадрупольный и дипольный. С понижением темп-ры T от 300 К до 14 К из-за вымораживания носителей вклад дипольного механизма значительно уменьшается. При квадрупольном механизме возможны переходы между спиновыми уровнями с изменением магн. квантового числа на 2, а при дипольном механизме только на 1.

Интенсивность С.-ф. в. характеризуется элементами тензора четвёртого ранга, связывающими изменение энергии системы спинов с деформацией решётки. Значения элементов цензора С.-ф. в. зависят от конкретных механизмов С.-ф. в. и отражают локальную симметрию внутрикристаллич. поля вблизи данного иона. Элементы тензора С.-ф. в. могут быть определены экспериментально по сдвигу линий *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР) и *ядерного магнитного резонанса*, а также под действием одноосного давления; по поглощению энергии при АПР; по акустическому насыщению линий ЭПР и ЯМР; по времени спин-решёточной релаксации. Экспериментальное определение констант С.-ф. в. и сопоставление их с теоретич. значениями, соответствующими тем или иным механизмам С.-ф. в., позволяют получать информацию о структуре и величине внутрикристаллич. полей и о динамике спин-решёточных взаимодействий.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Кессель А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1969; Такер Д., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Магнитная квантовая акустика, под ред. С. А. Альтшулера, М., 1977. *В. А. Голенищев-Кутузов.*

СПИРА́ЛЬНАЯ АНТЕ́ННА — проволочная антенна, обычно изготовляемая из достаточно тонкого провода, свёрнутого в спираль. Подключается к приёмно-передающему тракту с торца или через разрыв в середине спирали. Торцевое подключение удобно для сопряжения с коаксиальными линиями, подключение через разрыв — для сопряжения с двухпроводными линиями передачи. Если размеры С. а. заметно меньше длины волны излучения λ, то характеристики антенны близки к характеристикам элементарного магн. диполя с магн. моментом, направленным вдоль оси спирали. Иногда для увеличения эффективности внутрь спирали вводят ферритовые сердечники, поэтому такие С. а. чаще наз. ферритовыми. Их применяют в прнборах НЧ-диапазонов, в т. ч. в бытовых радиоприёмниках. В диапазоне СВЧ используют С. а., периметр витка к-рых соизмерим с λ. Такие С. а. являются разновидностями антенн с поверхностными волнами: при работе на первой аксиально несимметричной моде их излучение прижато к оси и циркулярно поляризовано вдоль неё. С. в. применяют как широкополосные антенны осевого излучения (в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, элементов антенных решёток и т. п.)

Н. М. Цейтлин.

СПИРА́ЛЬНОСТЬ — *квантовое число*, равное проекции *спина* элементарной частицы на направление её импульса. С. (в отличие от проекции спина на произвольную ось квантования) инвариантна относительно *Лоренца преобразований*, соответствующих скорости, направленной вдоль импульса частицы. Это одна из причин, почему классификация состояний по С. является удобной в релятивистских задачах. С. особенно удобна для классификации состояний безмассовых частиц. С. безмассовой частицы с произвольным спином принимает только два значения, отвечающих макс. проекции спина по (или против) направлению импульса. Так, для *фотона* возможные значения С. равны ± 1, для *гравитона* ± 2.

Для электрона возможны С. $\pm 1/2$. При больших энергиях, в том случае, когда можно пренебречь массой частицы со спином $1/2$, знак её С. определяется *киральностью* состояния. Поскольку в *квантовой хромодинамике* и теории *электрослабого взаимодействия* киральность фермиона сохраняется в элементарном акте испускания фотона, *глюона* или *промежуточного векторного бозона*, то указанная выше связь между киральностью и С. приводит при больших энергиях к полезным законам сохранения и *отбора правилам* по проекции спина.

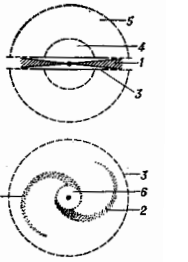
М. В. Терентьев.

СПИРА́ЛЬНЫЕ ГАЛА́КТИКИ — *галактики*, в к-рых заметны спиральные ветви; наиб. многочисл. тип наблюдаемых галактик. К С. г. относится, в частности, *Галактика*, ближайшими к нам С. г. являются М 31 (туманность Андромеды) и М 33 (туманность Треугольника).

Структура и состав спиральных галактик. В состав С. г. входят звёзды с разл. возрастом и хим. составом, *межзвёздный газ* и *межзвёздная пыль*. Общая структура С. г. показана на рис. Плоская составляющая (*1*) включает молодые звёзды и газопылевую среду и образует слой толщиной неск. сотен парсек, расширяющийся на периферии. Спиральные ветви (*2*) также принадлежат плоской составляющей. Диск (*3*) содержит осн. массу звёзд С. г. Изменение сглаженной плотности $\rho(r, z)$ диска с радиусом r и координатой z, перпендикулярной его плоскости, на большом интервале $r_{мин} < r < r_{макс}$ обычно следует закону:

$$\rho(r,z)=\rho(0,0)\exp(-r/r_0)\mathrm{sech}^2(z/z_0).$$

Здесь $\rho(0,0)$ — плотность в центре диска, $r_0 \approx 2-5$ кпк — радиальная шкала (характерный размер) диска, $z_0 \approx 0{,}3-1$ кпк — полутолщина диска; z_0 зависит от дисперсии скоростей звёзд вдоль оси z. Закон $\mathrm{sech}^2(z/z_0)$ описывает распределение плотности в изотермич. самогравитирующем диске. Величина z_0 слабо меняется вдоль r. В нек-рых С. г. на $r_{макс} \approx (4-6)\ r_0$ наблюдается «обрыв» — резкое падение яркости (плотности) диска. Балдж (*4*) — внутренняя наиб. яркая часть сферической (сфероидальной) составляющей С. г., содержащей старые звёзды с вытянутыми орбитами. Гало (*5*) — внеш. часть сферич. составляющей; различают звёздное гало, имеющее очень низкую яркость, с массой, значительно меньшей массы диска, и «тёмное» гало, масса к-рого в пределах оптич. границ может превышать суммарную массу др. компонент (см. *Вращение галактик*, *Скрытая масса*). Ядерная область (*6*) — выделяющаяся по яркости или структурным особенностям центр. часть С. г. (см. также *Ядра галактик*). Спектр обычно содержит эмиссионные линии. В ядерной области часто концентрируются молекулярный газ и связанные с ним области *звездообразования*. Ок. 1% С. г. обладают активными ядрами (*сейфертовские галактики*). Эти ядра имеют широкие эмиссионные линии, свидетельствующие о быстрых движениях газа, со скоростями в тысячи км/с, высокую *светимость* (обычно неск. % от интегральной светимости С. г.), нетепловой непрерывный спектр и переменность на разл. масштабах времени.



Содержание газа и звездообразование. Осн. масса межзвёздного газа в С. г. присутствует в двух формах: нейтрального газа (HI) и молекулярного газа (H_2). В большинстве С. г. почти весь газ сосредоточен в пределах оптич. диаметра диска, однако имеется ряд примеров существования протяжённой газовой оболочки вокруг галактик (M81, M83). Масса газа по отношению к интегральной массе С. г. в ср. падает от галактик типа Sc к Sa. Под действием УФ-излучения горячих звёзд газ ионизуется, образуя протяжённые *зоны HII*, хорошо заметные на фотографиях С. г. Поскольку горячие звёзды высокой светимости являются короткоживущими, светимость С. г. в эмиссионных линиях служит критерием интенсивности звездообразования. Др. наиб. часто используемыми индикаторами интенсивности звездообразования являются: показатели цвета (см. *Астрофотометрия*) С. г., исправленные за межзвёздное покраснение (см. *Межзвёздное поглощение*), светимость С. г. в УФ-области спектра или в далёкой ИК-области ($\lambda = 10-10^3$ мкм), где излучает пыль, нагреваемая молодыми звёздами. Количеств. оценки интенсивности звездообразования требуют модельных расчётов. Типичные значения массы рождающихся звёзд $\approx 0{,}01-1\ M_\odot$/год ($1\ M_\odot \approx 2\cdot 10^{30}$ кГ). В расчёте на единицу массы интенсивность звездообразования уменьшается от галактик Sc к Sa — в соответствии с относит. содержанием газа в этих С. г. Области звездообразования образуют комплексы с характерным размером $\approx 0{,}5$ кпк. В оси. они сосредоточены в спиральных ветвях С. г.

Спиральные ветви. Наблюдаемые свойства. Спиральные ветви (СВ) представляют области концентрации молодых звёзд и звёздных комплексов, межзвёздного газа, пыли и связанных с газом магн. полей (магн. индукция $\approx 10^{-5}-10^{-6}$ Гс). На фоне звёздного диска СВ выделяются повышенной яркостью и более голубым цветом. Пыль часто образует длинные неровные прожилки, идущие вдоль внутр. кромки СВ, что интерпре-

тируется как результат существования ударных фронтов в межзвёздной среде. За редким исключением СВ являются закручивающимися, т. е. их концы направлены в сторону, обратную вращению. СВ редко обладают правильной формой, часто они имеют иррегулярные очертания, изломы, ответвления, разрывы. В нек-рых случаях СВ сливаются, образуя замкнутые кольца; такие С. г. наз. кольцевыми.

Различают СВ флокуллентные и регулярные. Первые представляют собой совокупность отдельных многочисл. коротких дуг, не продолжающих одна другую. Вторые прослеживаются на большом протяжении, нередко более одного оборота. В этом случае чаще всего наблюдаются две ветви. Обычно ветви С. г. содержат в той или иной пропорции признаки обоих структурных типов.

Механизм образования и поддержания спиральных ветвей. В дифференциально вращающемся диске галактики спиральная структура может быть долгоживущей в двух случаях: когда СВ непрерывно возникают и разрушаются и когда весь спиральный узор вращается с одинаковой угл. скоростью, в отличие от диска С. г., т. е. не связан с ним жёстко. Первый вариант пригоден для объяснения флокуллентных СВ, к-рые образуются, если в галактиках непрерывно возникают локальные очаги звездообразования. Дифференц. вращение растягивает их в дуги, пока они не потеряют яркость и не исчезнут с прекращением образования массивных звёзд. Концентрацию старых звёзд диска флокуллентные СВ не меняют.

Регулярные СВ рассматриваются как волновые образования в диске [идея принадлежит Б. Линдбладу (B. Lindblad)]. В процессе движения вокруг центра С. г. звёзды и газ периодически проходят через гребни волн. При этом регулярно меняется как плотность, так и скорости их движения. Анализ поля скоростей газа С. г. (а для нашей Галактики — и звёзд) подтверждает волновой характер СВ. Наиб. высокую амплитуду изменения плотности имеет газ, поскольку дисперсия скоростей газовых облаков (≈10 км/с) в неск. раз ниже, чем звёзд диска, а столкновения газовых масс сопровождаются потерей энергии. Повышение плотности газа в СВ является осн. причиной увеличения интенсивности звездообразования в них.

Разрабатывается неск. подходов к объяснению механизмов возбуждения и поддержания спиральных волн плотности (СВП) в С. г. Возможность существования СВП как малых возмущений в гравитирующем бесстолкновит. (звёздном) диске впервые была показана в работе К. Лина (C. Lin) и Ф. Шу (F. Shu). В наиб. простом случае в гидродинамич. приближении для линейных колебаний, описывающих туго закрученные СВ, дисперсионное соотношение имеет вид:

$$m^2(\Omega-\Omega_p)^2=\varkappa^2-2\pi C\sigma_0 k+k^2c_s^2.$$

Здесь $k=2\pi/\lambda$ — волновое число, m — мода колебаний (число спиралей), Ω и Ω_p — угл. скорости вращения диска и СВП соответственно, σ_0 — невозмущённая поверхностная плотность диска, c_s — скорость звука или дисперсия скоростей, $\varkappa=\sqrt{2\Omega(2\Omega+r d\Omega/dr)}$ — эпицикличе. частота. Роль сил упругости в бесстолкновит. среде играют силы Кориолиса. Знак k определяет направление вращения спиралей (закручивающиеся или раскручивающиеся СВ). Дисперсионное соотношение даёт два решения для k, соответствующих «коротким» и «длинным» волнам, к-рые отличаются помимо λ направлением распространения. Величина Ω_p для бесстолкновит. газа может иметь значения в интервале $\Omega-\varkappa/m<\Omega_p<\Omega+\varkappa/m$. Области диска, где реализуются верхние и нижние пределы, наз. соответственно внешним и внутренним линдбладовскими резонансами, а область $\Omega=\Omega_p$ — коротацией. Короткие волны распространяются от коротации к резонансам, длинные — в обратном направлении. На резонансах происходит обмен энергией между волной и звёздным диском. Если внутр. резонанс отсутствует, волна отражается от центра, при этом может произойти её усиление. Волновой пакет распространяется радиально со скоростью $\approx c_s$, проходя через диск за $\sim10^9$ лет. Это обстоятельство, как и затухание СВП при появлении ударной волны в газе, заставляет искать механизмы усиления или возбуждения колебаний. В качестве генератора СВП предлагались вращающийся бар (перемычка), если он имеется в С. г., а также наличие внешнего возмущающего тела (близкого спутника).

В альтернативном подходе, предложенном А. М. Фридманом, СВП имеют не гравитационную, а гидродинамич. природу и генерируются в результате гидродинамич. неустойчивости в газовом диске, к-рый погружён в звёздный диск С. г. Колебания возбуждаются в узкой области диска, где велик градиент скорости вращения $v(r)$ (вблизи локального максимума кривой вращения). Возникающие при этом СВ имеют закручивающуюся форму, а их число определяется отношением $\Delta v/c_s$, где Δv — перепад скорости. Наблюдения показывают, что локальный максимум на кривой вращения наблюдается в центр. части мн. галактик (напр., Галактика, М 31), хотя и не всех. По-видимому, единого механизма генерации СВП не существует.

Лит.: Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Рольфс К., Лекции по теории волн плотности, пер. с англ., М., 1980; Kruit P. C. van der, Searle L., Surface photometry of edge-on spiral galaxies. 3. Properties of the three dimensional distribution of light and mass in disk of spiral galaxies, «Astron. and Astrophys.», 1982, v. 110, p. 61; Kennicutt R. C. Jr., The rate of star formation in normal disc galaxies, «Astrophys. J.», 1983, v. 272, p. 54; Fridman A. M. и др., Centrifugal instability in rotating shallow water and the problem of the spiral structure in galaxies, «Phys. Lett.», 1985, v. 109 A, p. 228; Ефремов Ю. Н. и др., Современные представления о природе спиральной структуры галактик, «УФН», 1989, т. 157, в. 4, с. 599.

А. В. Засов.

СПЛА́ВЫ — макроскопически однородные многокомпонентные системы, в к-рых хотя бы одни из компонентов обладает металлич. свойствами. В более широком смысле термин «С.» относят также к полупроводниковым, оксидным, солевым, органическим и др. многокомпонентным системам (см. *Гиббса правило фаз*). Обычно С. находится в кристаллич. состоянии, однако нек-рые из них могут быть получены в аморфном состоянии (напр., *металлические стёкла*).

С. подразделяются на однофазные (гомогенные) и многофазные (гетерогенные). Среди отд. *фаз* в С. различают: *твёрдые растворы*, в к-рых атомы или ионы *компонентов*, смешиваясь в произвольных соотношениях, образуют общую кристаллич. решётку, характерную для одного из компонентов; *интерметаллические соединения*, для к-рых характерно определ. соотношение между составляющими их элементами и кристаллич. решётки к-рых отличны от решёток образующих их элементов. Для нек-рых групп С. используют традиц. названия: чугуны и стали (Fe — C), латуни (Cu — Zn), бронза (Cu — Sn).

Классификация. Кроме классификации С. по числу фаз, находящихся в равновесии, С. различают по характеру диаграмм состояния (твёрдые растворы, эвтектич. С., эвтектоидные С., перетектич. С. и др.; см. *Диаграмма состояния*), по осн. компоненту (железоуглеродистые, медные С. и т. п.) или по двум осн. компонентам (*железо-углеродистые С., медно-никелевые* С. и т. п.), а также по осн. свойству или назначению (магн. С., сверхпроводящие С. и т. п.).

Наиб. последовательна классификация С. по степени упорядочения атомов: жидкий или аморфный С. (отсутствуют и *дальний и ближний порядок* в расположении атомов разного сорта); неупорядоченные твёрдые растворы замещения; твёрдые растворы замещения с ближним порядком; твёрдые растворы внедрения; кристаллич. фаза с упорядоченным распределением атомов, когда атомы компонентов С. образуют неск. вставленных друг в друга кристаллич. подрешёток.

Термодинамическое описание. В качестве независимых термодинамических переменных системы рассматривают обычно темп-ру T и состав — кол-во молей компонентов (n_1, n_2, ..., n_i) или их молярные доли $x_i = n_i/\Sigma n_i$. Внеш. давление p принимают постоянным и равным 1 атм = 1,013·10⁵ Па. Характеристич. ф-циями служат *энтальпия* H, *энтропия* S и *Гиббса энергия* $G = U - TS - pV$ (U — внутр. энергия, V — объём). Для описания компонентов С. используют парциальные молярные величины, напр. *химический потенциал* $\mu_i = \partial G/\partial n_i$. Относительные парциальные молярные величины описывают различие между парциальной молярной величиной i-го компонента С. и молярной величиной для того же компонента в виде чистого вещества. Относительные парциальные молярные величины наз. энтальпией H^M, энтропией S^M и энергией Гиббса G^M смешения, напр.:

$$H_i^M = \overline{H}_i - H_i^0, \qquad (1)$$

где индекс «0» относится к чистому i-му компоненту.

В термодинамике С. особое значение имеют относительные интегральные молярные величины H^M, S^M, G^M, напр. относительная интегральная молярная энтальпия (теплота смешения):

$$H^M = \sum_i x_i H_i^M. \qquad (2)$$

Это теплота, к-рую необходимо затратить, напр., для образования одного моля сплава из x_i молей чистого вещества A и x_2 молей чистого вещества B (т. е. величина, непосредственно измеряемая калориметрически). Условие образования С.: $H^M < 0$, что возможно, когда силы притяжения между атомами разного сорта преобладают над силами отталкивания (при $T = 0$К). Ур-ния типа (2) для относительных интегральных молярных величин справедливы как для гомогенных, так и для гетерогенных С. Фазовый состав С. в зависимости от T и x описывается диаграммой состояния, число фаз С., сосуществующих в равновесии, определяется правилом фаз Гиббса.

Микроскопическое описание сплавов базируется на одноэлектронной модели твёрдого тела. Осн. задачи микроскопич. теории — расчёт диаграмм состояния, термодинамич. ф-ций, кинетики, упорядочения и т. п. Расчёты из первых принципов, когда в качестве параметров входят только ат. номера и массы атомов, возможны лишь в немногих случаях. В феноменологич. теориях рассматривают ряд факторов, влияющих на структуру и свойства С.: различие размеров атомов и их валентностей, перераспределение заряда между атомами разного сорта, взаимодействие Ван-дер-Ваальса между ионными остовами (см. *Межатомное взаимодействие*, *Межмолекулярное взаимодействие*).

В эмпирич. правилах У. Юм-Розери (W. Hume-Rothery) сформулированы нек-рые закономерности, связывающие роль этих факторов с особенностями структуры С.: 1) если различие в атомных радиусах $\gtrsim 15\%$, то взаимная растворимость компонентов ограничена; 2) разница валентностей благоприятствует образованию интерметаллич. соединений и сужает область существования твёрдых растворов; 3) при нек-рых отношениях числа валентных электронов к числу атомов образуются т. н. электронные соединения с определ. типами кристаллич. решёток (фазы Юм-Розери).

Получение сплавов. Осн. метод — *кристаллизация* из расплава. Перспективна направленная кристаллизация, при к-рой в кристаллизующемся С. искусственно создаётся градиент темп-ры, что даёт возможность управлять микроструктурой С. (см. *Металлофизика*). Быстрая кристаллизация — охлаждение расплава со скоростью порядка 10^6 К/с позволяет фиксировать метастабильные фазы в С., в частности *стеклообразные состояния*. К аналогичным результатам приводят сверхбыстрая закалка и распыление, когда мелкие капли расплава С. охлаждаются на холодной поверхности или в потоке холодного инертного газа.

В металлокерамич. методе порошки компонентов С. спекают при $T < T_{пл}$. Этот метод обычно используют для получения С. из тугоплавких компонентов (W, Mo, Ta и др.). В т. н. методе горячего изостатич. прессования порошки одновременно подвергают воздействию высоких давлений и темп-р. Для получения тонких плёнок и слоёв С. применяют методы конденсации из паровой фазы, электроосаждения из раствора, диффузионного насыщения и т. п.

Фазовые превращения. При изменении темп-ры, давления или под действием магн. поля в С. могут происходить *фазовые переходы*, при к-рых имеет место изменение кристаллич. структуры, хим. состава и, как правило, физ. свойств (см., напр., *Алмаз* и *Углерод*, *Мартенситное превращение*). Изменения структуры, не сопровождающиеся изменением состава, характерны для полиморфных превращений в С. (см. *Полиморфизм*) и упорядочения твёрдых растворов. Изменение хим. состава без изменения типа кристаллич. решётки имеет место при расслоении (спинодальном распаде) твёрдых растворов. В большинстве случаев при фазовых превращениях одновременно меняются и структура и состав С.

Фазовые превращения в С. (в твёрдом состоянии) являются фазовыми переходами 1-го и 2-го рода. Мерой отклонения от термодинамич. равновесия, или термодинамич. движущей силой фазовых превращений, при постоянных темп-ре и давлении является уменьшение энергии Гиббса G; изменение G в точке фазового перехода достигается либо путём появления в результате флуктуации малых областей (зародыша) новой фазы с заметным отличием её структуры и свойств от структуры и свойств исходной фазы (при фазовом переходе 1-го рода), либо путём бесконечно малых изменений структуры и свойств во всём объёме (при фазовом переходе 2-го рода). Большинство фазовых превращений в С. являются фазовыми переходами 1-го рода, в процессе к-рых возникает гетерогенное состояние. На *кинетику фазовых переходов* в С. существ. влияние оказывают *дислокации*, границы зёрен и др. *дефекты* кристаллич. структуры.

Свойства сплавов. Различают структурно-нечувствительные свойства, зависящие только от состава и типа кристаллич. решётки, и структурно-чувствительные, к-рые, кроме того, зависят от реальной структуры С. (т. е. концентрации разл. дефектов). Механич. свойства (*пластичность*, *упругость*) гораздо сильнее зависят от реальной структуры, чем электронные (электрич., маги., оптич. и др. свойства, определяемые электронной системой). Как правило, структурно-нечувствительные свойства гомогенных С. аддитивны, а структурно-чувствительные отклоняются от аддитивности.

Отличие кинетич. свойств С. от свойств чистых металлов проявляется в виде примесных вкладов в электропроводность, теплопроводность и др. Для сопротивления С. справедливо *Маттиссена правило*: $\rho = \rho_T + \rho_{ост}$, где ρ_T обусловлено рассеянием электронов на фононах (зависит от темп-ры T), $\rho_{ост}$ — остаточное сопротивление, зависящее от состава С. (*рис. 1*). Величина $\rho_{ост}$ растёт пропорционально квадрату разности валентностей ΔZ компонентов С. (рис. 2). Для разбавленных С. немагн. металлов с переходными и редкоземельными металлами характерно появление минимума сопротивления при низких темп-рах (см. *Кондо-эффект*).

В отличие от сверхпроводящих металлов, для к-рых характерно наличие одного критич. поля H_c (при $H = H_c$ магн. поток полностью проникает в ме-

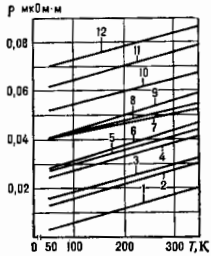


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления сплавов Cu типа твёрдых растворов: 1) чистая Cu; 2) Cu — In(1,03%); 3) Cu — Ni (1,12%); 4) Cu — Sb (0,4%); 5) Cu — Sn (0,89%); 6) Cu — Ni (2,16%); 7) Cu — Mn (1,2%); 8) Cu—Fe(0,61%); 9) Cu — Ni (3,32%); 10) Cu—Fe(0,87%); 11) Cu—Sb(1,13%); 12) Cu — As (1,01%).

талл), сверхпроводящие С. являются *сверхпроводниками второго рода*, т. е. имеют 2 критич. поля (при $H = H_{c1}$ начинается проникновение магн. поля в С., при $H = H_{c2} \gg H_{c1}$ С. полностью переходит в нормальное состояние). Критич. темп-ра T_c и критич. поля H_{c1} и H_{c2} не зависят от реальной структуры С., в то время как величина критич. плотности тока j_c сильно зависит от параметров реальной структуры.

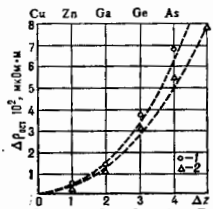


Рис. 2. Остаточное сопротивление $\rho_{ост}$ на 1% атомных концентраций примесей. Для верхней кривой $\Delta\rho_{ост} = 0{,}4(\Delta Z)^2$; для нижней кривой $\Delta\rho_{ост} = 0{,}32(\Delta Z)^2$.

Магн. свойства С. разнообразны. В нек-рых С. реализуется ферримагн. состояние (см. *Ферримагнетизм*), другие являются неупорядоченными магнетиками — *спиновыми стёклами*. Мн. свойства ферромагнитных С. (*коэрцитивная сила*, остаточная индукция, *магнитная проницаемость* и др.) структурно-чувствительны и зависят от фазового состава С., размеров и формы кристаллов, *текстуры*, плотности дислокаций и др. дефектов.

Специфическими для С. процессами переноса являются диффузия (движение атомов в направлении, обратном градиенту концентрации) и электроперенос (направленное перемещение атомов под действием пост. электрич. тока). Осн. механизм — обмен местами атомов и вакансий.

Особенности механич. свойств С. обусловлены различием упругих свойств образующих их фаз (изменение электронной структуры, образование нехарактерных для металлов кристаллич. решёток и т. д.), а также протеканием фазовых превращений под действием механич. напряжений и др. В С. наблюдаются эффекты упрочнения в результате закрепления *дислокаций* на примесных атомах и торможения их движения, выделения частиц 2-й фазы и т. д. В условиях деформации под действием пост. нагрузки (ползучесть) при движении дислокаций со скоростью, превышающей скорость диффузии примесных атомов, имеет место отрыв дислокаций от атмосферы примесей (атмосферы Котрелла), при замедлении дислокаций они вновь захватываются атмосферой примесей (деформац. старение), что приводит к изменению пластичности и прочности. В эвтектоидных С. при определённых температурно-скоростных условиях деформации наблюдается явление *сверхпластичности* — резкое падение сопротивления деформации, возрастание пластичности, отсутствие упрочнения (см. *Механические свойства*).

Экспериментальные методы исследования сплавов разделяются на структурные, физические и механические. К структурным методам относятся оптич. микроскопия в рассеянном или поляризов. свете (металлография), *электронная микроскопия*, рентг. микроскопия, автоионная микроскопия (см. *Ионный проектор*) и др. Для фазового анализа используют дифракц. методы (*рентгенография материалов, нейтронография, электронография*). Физ. методы необходимы для построения диаграмм состояния С., изучения фазовых превращений, процессов упорядочения и т. п. Наиб. распространены измерения сопротивления, *магнитной восприимчивости*, внутреннего трения и др. при высоких темп-рах. Для изучения диффузии служат в осн. радионуклиды. Для исследования электронной и магн. структуры С. применяют методы *рентгеновской спектроскопии*, *Мёссбауэровской спектроскопии* и др.

Лит.: Progress in material science, v. 1—32—, N. Y.— Oxf., 1949—88—; Solid state physics, v. 1—42—, N. Y., 1955—88—; Вагнер К., Термодинамика сплавов, пер. с англ., М., 1957; Делингер У., Теоретическое металловедение, пер. с нем., М., 1960; Физическое металловедение, пер. с англ., 3 изд., т. 1—3, М., 1987; Пирсон У., Кристаллохимия и физика металлов и сплавов, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1977; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Пасынков В. В., Сорокин В. С., Материалы электронной техники, 2 изд., М., 1986; Циммерман Р., Гюнтер К., Металлургия и материаловедение. Справочник, пер. с нем., М., 1982; Физическое материаловедение в СССР. История, современное состояние, перспективы развития, К., 1986.

В. А. Финкель.

СПЛОШНОЙ СПЕКТР (непрерывный спектр) — спектр эл.-магн. излучения, распределение энергии в к-ром характеризуется непрерывной ф-цией частоты ν излучения — $\varphi(\nu)$ — или длины его волны λ — функцией $f(\lambda)$ (см. *Спектры оптические*). Для С. с. ф-ция $\varphi(\nu)$ [или $f(\lambda)$] слабо изменяется в достаточно широком диапазоне ν (или λ), в отличие от линейчатых и полосатых спектров, когда $\varphi(\nu)$ имеет при дискретных значениях частоты $\nu = \nu_1, \nu_2, \nu_3, \ldots$ выраженные максимумы, очень узкие для спектральных линий и более широкие для спектральных полос. В оптич. области при разложении света спектральными приборами С. с. получается в виде непрерывной полосы (при визуальном наблюдении или фоторегистрации) или плавной кривой (при фотоэлектрич. регистрации). С. с. наблюдаются как в испускании, так и в поглощении. Примером С. с., охватывающего весь диапазон частот и характеризуемого спектральным распределением энергии, описываемым *Планка законом излучения*, служит спектр излучения *абсолютно чёрного тела*.

В нек-рых случаях возможны наложения линейчатого спектра на сплошной. Напр., в спектрах Солнца и звёзд на С. с. испускания могут накладываться как дискретный спектр поглощения (*фраунгоферовы линии*), так и дискретный спектр испускания (в частности, спектральные линии испускания атома H).

Согласно квантовой теории, С. с. возникает при *квантовых переходах* между двумя совокупностями уровней энергии, из к-рых по крайней мере одна принадлежит к непрерывной последовательности уровней. Примером может служить С. с. атома H, получающийся при переходах между дискретными уровнями энергии с разл. значениями гл. *квантового числа n* и непрерывной совокупностью уровней энергии, лежащих выше границ ионизации (свободно-связанные переходы); в поглощении С. с. соответствует ионизация атома H (переходы электрона из связанного состояния в свободное), в испускании — рекомбинации электрона и протона (переходы электрона из свободного состояния в связанное). При переходах между разными парами уровней энергии, принадлежащими к непрерывной совокупности уровней (свободно-свободные переходы), также возникают С. с., соответствующие тормозному излучению при испускании и обратно-

му процессу при поглощении. Переходы же между разными парами дискретных уровней энергии создают линейчатый спектр (связанно-связанные переходы).

С. с. многоатомных молекул могут получаться при переходах между совокупностями близких дискретных уровней энергии в результате наложения очень большого числа спектральных линий, имеющих конечную ширину. В таком случае при недостаточной разрешающей способности применяемых спектральных приборов линейчатые или полосатые спектры могут сливаться в С. с.

М. А. Ельяшевич.

СПОНТА́ННОЕ ДЕЛЕ́НИЕ ЯДЕР — разновидность радиоактивного распада тяжёлых ядер (см. *Радиоактивность*). Впервые обнаружена у ядер природного урана Г. Н. Флёровым и К. А. Петржаком в 1940. С. д. я., подобно *альфа-распаду*, происходит путём туннельного перехода. Вероятность С. д. я. экспоненциально зависит от высоты барьера деления. Для изотопов U и соседних с ним элементов высота барьера деления ~6 МэВ. При небольших (~МэВ) вариациях высоты барьера период С. д. я. изменяется в 10^{30} раз (см. рис. 5 в ст. *Деление ядер*).

С. д. я. является доминирующим каналом распада сверхтяжёлых ядер, вследствие чего именно этим процессом определяется возможность существования ядер с большим *массовым числом* A, т. е. граница периодич. системы элементов (см. *Трансурановые элементы*). Для U и Pu характерно асимметричное (по массе осколков) деление; по мере роста A оно приближается к симметричному (Fm).

Лит. см. при ст. *Деление ядер*.

СПОНТА́ННОЕ ИСПУСКА́НИЕ (спонтанное излучение) — процесс самопроизвольного испускания эл.-магн. излучения атомами и др. квантовыми системами, находящимися на возбуждённых уровнях энергии (см. *Квантовый переход*). В отличие от *вынужденного излучения*, С. и. не зависит от воздействия на квантовую систему внеш. излучения, и его закономерности определяются исключительно свойствами самой системы (подобно др. типам спонтанных процессов — радиоакт. распаду, превращению молекул при мономолекулярных реакциях и др.).

С. и. возникает при спонтанном квантовом переходе возбуждённой системы с более высокого уровня энергии $\mathscr{E}_i$ на более низкий $\mathscr{E}_k$ и характеризуется частотой ν_{ik} испускаемого фотона с энергией $h\nu_{ik} = \mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k$ и вероятностью A_{ik}, равной ср. числу фотонов, испускаемых квантовой системой в единицу времени (см. *Эйнштейна коэффициенты*). Если *населённость уровня* $\mathscr{E}_i$ равна N_i, то мощность С. и. (энергия фотонов, испускаемых в 1 с) равна $N_i A_{ik} h\nu_{ik}$; она определяет интенсивность С. и., к-рая остаётся постоянной при постоянстве N_i. Если задана нач. населённость i-го уровня N_{i0}, а дальнейшее возбуждение отсутствует, то вследствие С. и. N_i будет убывать со временем t по закону:

$$N_i = N_{i0}\exp(-A_i t), \quad \text{где} \quad A_i = \sum_k A_{ik}$$ — полная вероятность С. и. при переходах системы с уровня энергии $\mathscr{E}_i$ на все более низкие уровни энергии $\mathscr{E}_k$. Чем больше A_i, тем быстрее затухает со временем С. и. и тем меньше время жизни $\tau_i = 1/A_i$ на уровне $\mathscr{E}_i$.

Вероятность A_{ik} С. и., являющаяся важнейшей характеристикой квантового перехода, зависит от характеристики уровней, между к-рыми происходит переход. Для *дипольного излучения* A_{ik} пропорциональна кубу частоты перехода и квадрату дипольного момента перехода; в видимой области спектра она ~10^8 $с^{-1}$, что соответствует временам жизни возбуждённых уровней энергии ~10^{-8} с. В спектроскопии часто пользуются вместо вероятностей A_{ik} безразмерными вероятностями $f_{ik} = A_{ik}/A_0$, т. н. *силами осцилляторов* (A_0 — вероятность, принятая за 1 и дающая такой же закон затухания С. и., как и для дипольного излучения упругого связанного электрона согласно классич. теории).

Лит. см. при ст. *Излучение*.

М. А. Ельяшевич.

СПОНТА́ННОЕ НАРУШЕ́НИЕ СИММЕТРИИ — частичная или полная потеря системой имеющейся в ней *симметрии*, выражающаяся в том, что энергетически или термодинамически наиб. выгодные состояния системы обладают меньшей симметрией, чем ур-ния, её описывающие, причём преобразования симметрии переводят эти состояния друг в друга. Примером системы со С. н. с. может служить изотропный *ферромагнетик*, состоящий из локализов. спинов. Такая система инвариантна относительно трёхмерных вращений, т. е. преобразования из группы $SU(3)$; вместе с тем её энергия становится минимальной, когда все спины выстраиваются в одном (произвольном) направлении. Если это происходит, то в системе появляется ненулевой магн. момент и остаётся инвариантность относительно вращений лишь в плоскости, ему ортогональной. Т. о., $SU(3)$-симметрия системы нарушается до $SU(2)$-симметрии.

Идея о возможности С. н. с. восходит к Л. Д. Ландау, к-рый отметил в качестве общей черты фазовых переходов 2-го рода возникновение в точке перехода нового типа симметрии (см. *Ландау теория*); эту идею можно сформулировать и в др. форме: при фазовом переходе спонтанно нарушается симметрия системы.

Известно большое число примеров С. н. с. В теории конденсированного состояния к ним можно отнести явления *ферромагнетизма*, *сверхтекучести* и *сверхпроводимости*, в теории элементарных частиц — модели *электрослабого взаимодействия*.

Математически корректный способ описания С. н. с., пригодный как для квантовой теории поля (КТП), так и для классич. и квантовой статистик, был предложен Н. Н. Боголюбовым в 1960 и носит назв. метода *квазисредних*. Идея метода заключается в следующем. Система подвергается воздействию внеш. поля, нарушающего её симметрию, после чего поле устремляется к нулю. Т. к. внеш. поле нарушает симметрию системы, в ней может возникнуть неравное нулю среднее от величины, неинвариантной относительно группы симметрии невозмущённой системы. Если при стремлении внеш. поля к нулю это среднее не обращается в нуль, то говорят, что в системе имеется спонтанное среднее (или конденсат), нарушающее симметрию. Т. о. симметрия системы понизилась и в системе возник *дальний и ближний порядок*, характеризующийся *параметром порядка* (как правило, совпадающий с отличным от нуля квазисредним).

В КТП, где все усреднения проводятся по осн. состоянию системы, или *вакууму*, эффект С. н. с. соответствует эффекту *вырождения вакуума*. Группой, до к-рой нарушается симметрия, является подгруппа группы симметрии, переводящая вакуум в себя, а все вакуумы теории параметризуются элементами фактор-пространства (дополнит. пространства) группы симметрии по подгруппе, до к-рой нарушается симметрия. Включение внеш. поля, нарушающего симметрию системы до группы инвариантности вакуума, полностью снимает вырождение, и усреднение проводится по единств. осн. состоянию, причём при стремлении внеш. поля к нулю это состояние стремится к одному из вакуумов невозмущённой теории. Т. о., применение метода квазисредних в КТП сводится к выбору осн. состояния, по к-рому проводятся усреднения, а неинвариантность ненулевых спонтанных средних (см. *Вакуумный конденсат*) относительно группы симметрии системы является следствием неинвариантности вакуумов по отношению к этой группе.

В случае, когда нарушается непрерывная симметрия, в системе существуют флуктуации, представляющие собой колебания спонтанного среднего в направлениях, отвечающих его изменениям под действием группы симметрии. Те флуктуации, к-рые при стремлении их характерных размеров к бесконечности происходят без увели-

чения энергии, наз. *голдстоуновскими модами*. Кол-во голдстоуновских мод равно размерности фактор-пространства группы высокой симметрии по подгруппе низкой (остаточной) симметрии. В КТП голдстоуновским модам соответствуют элементарные возбуждения, или *квазичастицы* с бесщелевым спектром — безмассовые голдстоуновские частицы (*голдстоуновские бозоны, голдстоуновские фермионы*). Утверждение о том, что в КТП со спонтанно нарушенной непрерывной симметрией имеются безмассовые частицы, наз. *Голдстоуна теоремой* (в нерелятивистской теории многих тел это утверждение доказано Н. Н. Боголюбовым и наз. теоремой о $1/q^2$; см. *Боголюбова теорема*). При нарушении дискретной симметрии голдстоуновские моды, естественно, не появляются.

Анализ возможности С. н. с. часто начинают с нахождения классич. решений, минимизирующих гамильтониан. Если для таких решений имеется вырождение, то говорят о нарушении симметрии на классическом уровне. При этом может оказаться, что учёт флуктуаций приведёт к обращению спонтанных средних в нуль. Поскольку флуктуации уменьшаются с ростом числа степеней свободы, их роль возрастает в системах с низкой размерностью, причём наиб. сильными являются длинноволновые голдстоуновские флуктуации, т. к. они сопровождаются очень малым увеличением энергии. Всё это приводит к тому, что спонтанное нарушение непрерывной симметрии возможно лишь в системах размерности выше двух (см. *Мёрмина — Вагнера теорема*). В одно- и двумерных системах спонтанное нарушение непрерывной симметрии на классич. уровне сопровождается бесконечно большими голдстоуновскими флуктуациями и симметрия восстанавливается. При этом в двумерных системах дискретная симметрия может нарушаться, как это происходит, напр., в *Изинга модели*. В одномерных системах даже флуктуации с немсчезающей в ДВ-пределе энергией становятся достаточно сильными для того, чтобы восстановить любую нарушенную симметрию. Механизм восстановления дискретной симметрии в одномерных системах состоит в том, что системе становятся термодинамически выгодно разбиться на участки малого размера (домены) со всевозможными допустимыми значениями спонтанного среднего, что приводит к восстановлению симметрии.

В случае, когда непрерывная симметрия в системе из-за взаимодействия с *калибровочным полем* становится локальной (т. е. допускаются преобразования, зависящие от координат), её нарушение не сопровождается появлением голдстоуновских мод, т. к. в данной ситуации голдстоуновские моды являются чисто калибровочными, т. е. нефизическими. Однако соответствующие компоненты калибровочного поля могут приобретать массу и становятся наблюдаемыми, как, напр., промежуточные векторные бозоны в стандартной теории *электрослабого взаимодействия*. Этот эффект наз. эффектом Хиггса, а механизм, к нему приводящий,— *Хиггса механизмом*.

Отметим, что С. н. с. в КТП не следует связывать с нарушением симметрии из-за возникновения *аномалий*: аномалии появляются вследствие невозможности инвариантной регуляризации классич. гамильтониана, и поэтому данное нарушение симметрии обусловлено лишь тем, что квантовый гамильтониан обладает более низкой симметрией по сравнению с классическим.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Квазистатические задачи статистической механики, 2 изд., Дубна, 1963; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Коулмен С., Тайная симметрия: введение в теорию спонтанного нарушения симметрии и калибровочных полей, в сб.: Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977; Бернстейн Дж., Спонтанное нарушение симметрии, калибровочные теории, механизм Хиггса и т. п., там же; Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, М., 1980.

В. П. Шелест.

СПОНТА́ННОЕ НАРУШЕ́НИЕ СУПЕРСИММЕТРИИ — осуществляется в ситуациях, когда гамильтониан теории суперсимметричен, а основное (вакуумное) состояние (см. *Вакуум* в квантовой теории поля) не является скаляром относительно преобразований *суперсимметрии*. В теориях глобальной суперсимметрии необходимым и достаточным физ. условием С. н. с. является отличное от нуля и положит. значение энергии вакуума. Простым матем. критерием С. н. с. является отличие от нуля *вакуумного среднего* от вспомогат. полей (F, D). Голдстоуновским полем, сопровождающим С. н. с., является безмассовое спинорное фермионное поле (см. *Голдстоуновский фермион, Спонтанное нарушение симметрии*). Соответствующая безмассовая спинорная частица должна фигурировать в спектре физ. состояний.

В теориях *супергравитации* С. н. с. необязательно сопровождается отличием от нуля энергии вакуума. Голдстоуновская частица в супергравитации смешивается с *гравитино*, что приводит к возникновению массивного поля гравитино и исчезновению безмассовой спинорной частицы из спектра состояний.

М. В. Терентьев.

СПУСКОВА́Я СХЕ́МА — электронное устройство с двумя устойчивыми состояниями равновесия, к-рое под действием внешнего импульсного сигнала переходит из исходного состояния равновесия в другое и сохраняет это новое состояние равновесия после прекращения внеш. воздействия.

Обычно С. с. строится на биполярных или полевых транзисторах (см. *Триггер, Полевой транзистор, Транзистор биполярный*). С. с. также может быть построена с помощью нелинейного элемента (рис. 1), вольт-амперная характеристика к-рого содержит падающий участок. Ур-ние, определяющее состояние равновесия системы, имеет вид:

$$E+U_{\text{у}}=RI(U_{\text{н}})+U_{\text{н}},$$

где $U_{\text{н}}$ — напряжение на нелинейном элементе, $I(U_{\text{н}})$ — ток, протекающий в цепи, E — пост. напряжение питания, $U_{\text{у}}$ — внешнее управляющее напряжение. Графич. решение этого ур-ния показано на рис. 2. Параметры подобраны так, что в отсутствие управляющего напряжения ($U_{\text{у}}=0$) система имеет три состояния равновесия (A, B и C). Состояния на нарастающих участках характеристики (A и C) являются устойчивыми, а состояние на падающем участке (B) неустойчиво: под действием сколь угодно малых флуктуаций система переходит из этого состояния в одно из устойчивых состояний.

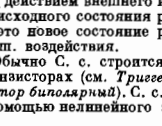


Рис. 1. Спусковые схемы на нелинейном элементе. R — активное сопротивление, N — нелинейный элемент с падающим участком вольт-амперной характеристики.

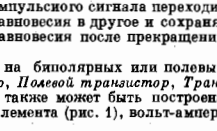


Рис. 2. 1 — вольт-амперная характеристика нелинейного элемента $I(U_{\text{н}})$ с падающим участком; 2 — нагрузочная прямая $(E+U_{\text{у}}-U_{\text{н}})/R$ при $U_{\text{у}}=0$.

Пусть исходным состоянием системы является состояние A. При появлении положительного нарастающего управляющего напряжения ($U_{\text{у}}>0$) напряжение $U_{\text{н}}$ и ток I нелинейного элемента возрастают до тех пор, пока не достигнут начала падающего участка характеристики (состояние A). Дальнейшее увеличение напряжения на нелинейном элементе вызывает уменьшение тока в цепи и, следовательно, уменьшение падения напряжения на резисторе R. Это приводит к ещё большему возрастанию напряжения $U_{\text{н}}$, падению тока I и т. д. Т. о., в системе развивается лавинообразный

процесс, к-рый скачком переводит систему в состояние C на другом нарастающем участке характеристики. После уменьшения управляющего напряжения до нуля система остаётся в устойчивом состоянии C. Обратный переход системы в состояние A происходит аналогичным образом при воздействии отрицательного управляющего напряжения ($U_y < 0$). В реальных С. с. переход между устойчивыми состояниями происходит за конечное время, к-рое определяется быстродействием нелинейного элемента и паразитными индуктивностями и ёмкостями схемы.

Нелинейным элементом в С. с. могут служить туннельные диоды, четырёхслойные полупроводниковые диоды и др. устройства, имеющие падающий участок вольт-амперной характеристики. С. с. применяются в устройствах автоматики, измерит. и вычислит. техники для запоминания и хранения информации. В совр. аппаратуре преим. используют триггеры на транзисторах и интегральные микросхемы триггеров (см. *Логические схемы*). С. с. также называют устройства, имеющие больше двух устойчивых состояний (напр., параметрон) или одно устойчивое и одно метастабильное состояние (см. *Одновибратор*).

А. В. Степанов.

СРЕДНЕГО ПОЛЯ ПРИБЛИЖЕНИЕ (*молекулярное поле*, эффективное поле) — один из методов приближённого описания эффектов многочастичных взаимодействий в задачах многих тел в квантовой механике и квантовой статистике. С. п. п. применяется в тех случаях, когда точное решение задачи отсутствует, а учёт конечного числа членов ряда *возмущений теории* недостаточен (напр., если константа взаимодействия не мала или ряды теории возмущений обладают плохой сходимостью). С. п. п. состоит обычно в эфф. «линеаризации» гамильтониана взаимодействия мн. частиц, т. е. в замене его соответственно подобранным гамильтонианом одночастичного взаимодействия с нек-рым эфф. «полем», параметры к-рого следует определить самосогласованным образом. Физически такая замена соответствует переходу от «близкодействия» к «дальнодействию», т. е. к постоянному (не зависящему от расстояния) многочастичному взаимодействию с формально бесконечным радиусом, а также пренебрежению корреляц. эффектами. Несмотря на такое упрощение решения задачи мн. тел С. п. п. в большинстве случаев качественно правильно описывает физ. свойства очень широкого класса реальных систем мн. тел, в первую очередь сложных атомов, молекул, жидкостей и твёрдых тел (см. *Самосогласованное поле, Хартри — Фока метод*).

Особенно важное значение С. п. п. имеет для решения задач физики конденсиров. состояния, прежде всего для описания равл. подсистем в твёрдых телах (столбец 1 в табл.), испытывающих разнообразные *фазовые переходы* (структурные, ориентационные, магнитные, сверхпроводящие и т. п.— столбец 2 в табл.). В подобных системах среднее поле (СП) принимается обычно пропорциональным *параметру порядка* (столбец 3 в табл.), т. е. ср. значению о п е р а т о р а у п о р я д о ч е н и я (оператор, описывающий динамическую переменную, испытывающую упорядочение). Физически это означает пренебрежение квантовыми флуктуациями этого оператора и построенными на них высшими *корреляционными функциями*. При этом СП оказывается зависящим от внеш. полей, темп-ры и др. интенсивных термодинамич. параметров (для структурно неупорядоченных систем СП может быть неоднородным, т. е. зависеть от координат). С. п. п. позволяет вычислить *статистическую сумму* и все термодинамич. ф-ции системы. Дальнейшая процедура самосогласования приводит обычно к достаточно простому ур-нию (в большинстве случаев — трансцендентному, иногда, как в случае сверхпроводника,— интегральному) для параметра порядка. Это ур-ние имеет нетривиальные (отличные от нуля) решения лишь ниже определ. темп-ры $T_к$, называемой *критической точкой* или точкой фазового перехода 1-го или 2-го рода. При этом значение энергии взаимодействия системы со СП в осн. состоянии при $T = 0$ составляет величину порядка $kT_к$.

Физ. смысл СП столь же разнообразен, сколь разнообразны виды систем и параметров порядка; как правило, СП определяется произведением параметра порядка на ср. энергию взаимодействия частиц системы. Так, в магнитоупорядоченных веществах (в т. ч. *спиновых стёклах*) и *сегнетоэлектриках* это — обменное взаимодействие, в сверхпроводниках — электрон-фононное взаимодействие, в *переходах металл — диэлектрик* — внутриатомное кулоновское отталкивание между электронами, в классич. газах и жидкостях — межмолекулярное притяжение и т. п. До возникновения микроскопич. описания С. п. п. вводилось

Физический объект	Фазовый переход	Параметр порядка	Автор, год открытия
1	2	3	4
1. Классический неидеальный газ	Конденсация (газ—жидкость)	Однородная средняя плотность	Й. Д. Ван-дер-Ваальс, 1873
2. Классическая жидкость	Кристаллизация (жидкость—твёрдое тело)	Неоднородная средняя плотность (фурье-компоненты)	Дж. Леннард-Джонс, А. Девоншир, 1937
3. Жидкий кристалл	Ориентация осей молекулы	Среднее значение $(3\cos^2\theta - 1)$ θ — угол между осью молекул и директором	Дж. Майер, А. Соуп, 1958
4. Ферромагнетики (диэлектрик, металл)	Парамагнетизм—ферромагнетизм	Спонтанная намагниченность. Разность чисел электронов с противоположно ориентированными спинами	Б. Л. Розинг, 1892; П. Вейс, 1907; Э. Стонер, 1938
5. Антиферромагнетик, феррит	Парамагнетизм—антиферро- (или ферри-) магнетизм	Спонтанная намагниченность подрешётки	Л. Неель, 1932; Л. Д. Ландау, 1933
6. Спиновое стекло	«Замораживание» локальных магн. моментов	Параметр Эдвардса—Андерсона	Д. Шеррингтон, С. Киркпатрик, 1975
7. Сегнетоэлектрик	Пара—сегнетофаза	Спонтанная поляризация	В. Л. Гинзбург, 1945; А. Девоншир, 1949
8. Бинарный сплав	Порядок—беспорядок	Разность чисел атомов одного типа в «своих» и «чужих» положениях	У. Брэгг, Е. Вильямс, 1934
9. Моттовский диэлектрик	Образование щели в спектре электронов	Скачок числа электронов на уровне Ферми	Н. Мотт, 1956; Дж. Хаббард, 1959
10. Сверхпроводник	Нормальный металл—сверхпроводник	Энергетическая щель в спектре электронов	Дж. Бардин, Л. Купер, Дж. Шриффер, 1959
11. Нормальный металл с примесью переходного (d-) металла	Формирование локализованного магн. момента	Число электронов в d-состоянии с преимущественной ориентацией спина	П. Андерсон, 1961

чисто феноменологически и лишь затем получало обоснование и истолкование через микроскопич. параметры; как видно из столбца 4 таблицы, С. п. п. фактически применяется уже более ста лет, т. е. задолго до возникновения квантовой теории.

Исторически первое целенаправленное введение СП (тогда — внутреннего, или молекулярного, поля) считается принадлежащим Б. Л. Розингу (1892) и П. Вейсу (P. Weiss, 1907), применившим его в теории ферромагнетизма для объяснения существования спонтанной намагниченности. Однако ещё задолго до этого И. Д. Ван-дер-Ваальс (J. D. Van der Waals, 1873) фактически использовал понятие СП для учёта межмолекулярного взаимодействия при выводе ур-ния состояния классич. неидеального газа.

В дальнейшем (30-е гг. 20 в.) С. п. п. плодотворно применялось рядом авторов к широкому классу объектов (антиферромагнетики, ферриты, бинарные сплавы и т. п.), а позднее (40—50-е гг.) — к сегнетоэлектрикам, сверхпроводникам и др. С. п. п. успешно используется также в теории *неупорядоченных систем* (аморфные твёрдые тела, спиновые стёкла и т. п.). Практически все эти системы могут быть описаны с помощью эффективного *спинового гамильтониана*. При этом оператором упорядочения является одна из компонент S^α еператора спина (квазиспина) S. В магнитоупорядоченных веществах таким оператором будет продольная (*Изинга модель*) или поперечная (XY-модель; см. *Двумерные решёточные модели*) компонента оператора спина. В сверхпроводниках оператором упорядочения является поперечная компонента оператора квазиспина (совпадающая с оператором рождения куперовской пары), в ферромагн. металле — продольная компонента оператора квазиспина (разность операторов числа электронов с противоположными спинами). Процедура введения СП состоит в замене одного из операторов S^α его ср. значением $\langle S^\alpha \rangle$, что позволяет линеаризовать гамильтониан и получить точное решение в рамках данной модели.

С. п. п. фактически эквивалентно применению вариационного принципа Н. Н. Боголюбова для свободной энергии (напр., применительно к магн. диэлектрикам), а также методу Л. Д. Ландау (*Ландау теория*) разложения свободной энергии по степеням параметра порядка вблизи критич. точки и гауссовому приближению в методе континуального интегрирования для статистич. суммы. Ввиду своей физ. наглядности и матем. простоты С. п. п. является, как правило, необходимым первоначальным этапом решения задачи мя. тел практически для любой системы, особенно при наличии в ней дополнит. усложнений — сложной структуры кристаллич. или магн. элементарной ячейки, нарушения регулярной структуры кристалла, т. е. наличия примесей, вакансий и др. дефектов (см., напр., *Магнитный фазовый переход*). Однако в рамках С. п. п. невозможно описать динамич. свойства систем, прежде всего спектр элементарных возбуждений, резонансные свойства и т. п.

Применимость С. п. п. имеет определ. ограничения. Прежде всего оно теряет пригодность в тех случаях, когда флуктуации параметра порядка играют существ. роль, напр. в непосредств. окрестности точек фазовых переходов, где С. п. п. даёт завышенные значения самих этих точек, а также не согласующиеся с экспериментом значения *критических показателей*. С. п. п. не «чувствует» тонких различий между нек-рыми системами (напр., ферромагнетиками Изинга и Гейзенберга) и даёт значения критич. показателей, не зависящие ни от размерности решётки d, ни от размерности параметра порядка n. К системам с низкой размерностью ($d = 1,2$), для к-рых имеющиеся точные решения модельных задач или общие теоремы квантовой статистич. механики указывают на отсутствие фазовых переходов, С. п. п. вообще неприменимо.

Одним из обобщений С. п. п. (используемых, в частности, для магн. и сегнетоэлектрич. систем) является разложение свободной энергии и корреляц. ф-ций по обратным степеням радиуса обменного воздействия. Широко применяется также метод *ренормализационной группы* и ε-разложения, приводящий к появлению «траекторий» на плоскости (n, d) для критич. показателей, значения к-рых близки к экспериментально наблюдаемым.

Другим важнейшим обобщением С. п. п. является т. н. приближение случайных фаз (ПСФ), к-рое представляет собой развитие идеи усреднения соответствующих операторов упорядочения. При этом усреднение операторов осуществляется не в гамильтониане, а при записи квантового уравнения движения. Наиб. завершение эта идея получила в методе ф-ций Грина. В квантовой теории магнетизма ПСФ носит название приближения Тябликова, в теории сверхпроводимости — *Бардина — Купера* — *Шриффера модели*, в теории неупорядоченных систем — приближения когерентного потенциала. ПСФ соответствует учёту влияния на каждое одночастичное состояние не только ср. статич. поля, как в С. п. п., но и переменных (осциллирующих) добавок к нему, возникающих благодаря частичному учёту корреляции между движениями различных (квази) частиц.

С. п. п. соответствует учёту только дальнего порядка, однако существует ряд способов его улучшения с целью учёта также эффектов корреляции, проявляющихся в наличии ближнего порядка. Среди них наиб. известны т. н. кластерные приближения. При этом оператор упорядочения задаётся не для узла решётки, а для кластера, включающего, напр., первую координац. сферу.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 6, 7, 13, 14; Ландау Л. Д., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Таулес Д., Квантовая механика систем многих частиц, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; Браут Р., Фазовые переходы, пер. с англ., М., 1967; Смарт Дж., Эффективное поле в теории магнетизма, пер. с англ., М., 1968; Стенли Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973; Изюмов Ю. А., Кассан-Оглы Ф. А., Скрябин Ю. Н., Полевые методы в теории ферромагнетизма, М., 1974; Жирифалько Л., Статистическая физика твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Займан Дж., Модели беспорядка, пер. с англ., М., 1982.

А. В. Ведяев, Ю. Г. Рудой.

СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ — то же, что *математическое ожидание*.

СРЕДНИЕ ВОЛНЫ — электромагнитные волны ср. частоты (0,3—3 МГц), длины к-рых лежат в интервале 100—1000 м. Условия распространения волн этого диапазона и характер изменения этих условий ото дня к ночи примерно одинаковы для волн всего диапазона. В дневные часы С. в. распространяются, как правило, в виде *земной волны*, поскольку уровня ионизации ионосферного слоя D недостаточно для отражения от него С. в., а поглощение в слое D столь велико, что для этих волн он практически непрозрачен (см. *Ионосфера*). В ночные часы слой D исчезает, С. в. достигают слоя E и отражаются от него по законам геом. оптики. Условия распространения земной волны практически не зависят от времени суток и определяются состоянием подстилающей поверхности (см. *Распространение радиоволн*). Макс. дальность распространения земной волны при существующих мощностях излучателей не превышает над сушей 500 км. В ночные часы результирующее поле волны в точке приёма вследствие флуктуац. изменений отражающих свойств ионосферы подвержено случайным колебаниям и характеризуется *замираниями* сигналов. Наиб. сильно замирания С. в. проявляются на расстояниях, где результирующее поле является суперпозицией волн — земной и отражённой от слоя E. Характеристики С. в., отражённых от слоя E полностью, определяются свойствами слоя и слабо зависят от 11-летнего цикла солнечной активности и ионосфер-

ных возмущений. Влияние сезонных изменений отражающих свойств ионосферы в диапазоне С. в. сводится в осн. к изменению уровня поглощения С. в. В частности, поглощение С. в. увеличивается в летнее время по сравнению с зимним. В диапазоне С. в. проявляются нелинейные свойства ионосферы, заключающиеся в том, что сигнал менее мощной станции оказывается промодулированным сигналом более мощной станции, когда траектории радиоволн в ионосфере проходят через одну и ту же область (см. *Люксембург — Горьковский эффект*). С. в. применяются для радиосвязи на расстояниях до 1000—1500 км, в радиовещании, радионавигац. системах и приводных радиомаяках, в радиопеленгации.

Лит.: Альперт Я. Л., Распространение электромагнитных волн и ионосфера, 2 изд., М., 1972; Долуханов М. П., Распространение радиоволн, М., 1972; Черенкова Е. Л., Чернышев О. В., Распространение радиоволн, М., 1984.

А. В. Рахлин.

СРОДСТВО́ К ЭЛЕКТРО́НУ — свойство атомов или молекул образовывать прочную связь с электроном, т. е. *отрицательный ион*. Характеристикой такой связи является энергия сродства атомов или молекул к электрону — *энергия связи* электрона в соответствующем отрицат. ионе, к-рая обычно обозначается EA (electron affinity). Эта энергия равна разности энергии нейтрального атома (молекулы) в *основном состоянии* и энергии осн. состояния образовавшегося отрицат. иона. У большинства атомов С. к э. связано с тем, что их внеш. электронные оболочки не заполнены (см. *Атом*). В табл. приводятся значения энергии С. к э. атомов в осн. состоянии. Осн. и наиб. точная часть этой информации получена при исследовании фотораспада отрицат. ионов. В одном варианте этого метода отрицат. ионы разрушаются под действием лазерного излучения данной длины волны, энергия связи электрона устанавливается по измерениям энергии освободившихся электронов. В др. варианте данного метода для фоторазрушения отрицат. ионов используется излучение перестраиваемого лазера, что позволяет определить положение порога фотораспада отрицат. иона, а по нему и энергию связи электрона. Фотоэлектронный и лазерный методы определения энергии связи электрона в отрицат. ионе являются главными и при исследовании молекулярных отрицат. ионов. В табл. указан класс точности определения энергии С. к э.: 0 означает точность лучше 0,1%, 1 — лучше 1%; 2 — лучше 3%; 3 — выше 10%; 4 — хуже 10%. Отрицат. ион Не построен на метастабильном атоме Не. «Нет» в табл. означает, что стабильный отрицат. ион данного элемента не образуется.

№	Отрицательный ион	Структура верхней части электронной оболочки	Электронное состояние	EA, эВ	Класс точности
1	H^-	$1s^2$	$^1S_0$	0,75421	0
2	He^-	$1s2s2p$	^4P	0,078	3
3	Li^-	$2s^2$	$^1S_0$	0,618	1
4	Be^-	$2s^22p$	—	нет	
5	B^-	$2p^2$	$^3P_0$	0,277	3
6	C^-	$2p^3$	$^4S_{3/2}$	1,269	1
			^2D	0,033	3
7	N^-	$2p^4$	—	нет	
8	O^-	$2p^4$	$^2P_{3/2}$	1,46112	0
9	F^-	$2p^5$	$^1S_0$	3,399	1
10	Ne^-	$3s$	—	нет	
11	Na^-	$3s^2$	$^1S_0$	0,5793	0
12	Mg^-	$3p$	—	нет	
13	Al^-	$3p^2$	$^3P_0$	0,441	2
		$3p^2$	$^1D_2$	0,11	3
14	Si^-	$3p^3$	$^4S_{3/2}$	1,385	1
		$3p^3$	^2P	0,523	4
		$3p^3$	^2D	0,029	4
15	P^-	$3p^4$	$^3P_2$	0,7465	0
16	S^-	$3p^4$	$^2P_{3/2}$	2,07712	0
17	Cl^-	$3p^5$	$^1S_0$	3,617	0
18	Ar^-	$4s$	—	нет	
19	K^-	$4s^2$	$^1S_0$	0,50147	0
20	Ca^-	$4s^24p$	^2P	0,018	4
21	Sc^-	$3d4s^24p$	$^{1,3}D$	0,19	3
		$3d4s^24p$	$^{1,3}D$	0,04	4
22	Ti^-	$3d^24s^2$	$^4F_{3/2}$	0,08	4
23	V^-	$3d^34s^2$	$^5F_1$	0,52	3
24	Cr^-	$3d^54s^2$	$^6S_{1/2}$	0,666	2
25	Mn^-	$3d^54s^2$	—	нет	
26	Fe^-	$3d^64s^2$	$^4F_{9/2}$	0,16	4
27	Co^-	$3d^74s^2$	$^3F_4$	0,66	2
28	Ni^-	$3d^84s^2$	$^2D_{5/2}$	1,16	1
29	Cu^-	$3d^{10}4s^2$	$^1S_0$	1,23	1
30	Zn^-	$4p$	—	нет	
31	Ga^-	$4p^2$	$^3P_0$	0,3	4
32	Ge^-	$4p^2$	$^4S_{3/2}$	1,2	4
		$4p^2$	^2D	0,4	4
33	As^-	$4p^3$	$^3P_2$	0,81	3
34	Se^-	$4p^4$	$^2P_{3/2}$	2,02069	0
35	Br^-	$4p^5$	$^1S_0$	3,365	0
36	Kr^-	$5s$	—	нет	
37	Rb^-	$5s^2$	$^1S_0$	0,48592	0
38	Sr^-	$4d5s^25s^25p$	—	нет	
39	Y^-	$4d5s^25p$	^1D	0,31	3
		$4d5s^25p$	^3D	0,16	4
40	Zr^-	$4d^25s^2$	$^4F_{3/2}$	0,43	3
41	Nb^-	$4d^45s^2$	$^2D_5$	0,89	2
42	Mo^-	$4d^55s^2$	$^6S_{5/2}$	0,75	2
43	Tc^-	$4d^55s^2$	$^5D_4$	0,55	4
44	Ru^-	$4d^75s^2$	$^4F_{9/2}$	1,0	4
46	Rh^-	$4d^85s^2$	$^3F_4$	1,14	3
46	Pd^-	$4d^{10}5s$	$^2S_{1/2}$	0,56	2
		$4d^{10}5s^2$	$^2D_{5/2}$	0,42	2

Продолжение

№	Отрицательный ион	Структура верхней части электронной оболочки	Электронное состояние	EA, эВ	Класс точности
47	Ag^-	$4d^{10}5s^2$	$^1S_0$	1,302	1
48	Cd^-	$5p$	—	нет	
49	In^-	$5p^2$	$^3P_0$	0,3	4
50	Sn^-	$5p^2$	$^4S_{3/2}$	1,2	4
		$5p^2$	$^2D_{3/2}$	0,4	4
51	Sb^-	$5p^3$	$^3P_2$	1,07	3
52	Te^-	$5p^4$	$^2P_{3/2}$	1,9708	0
53	I^-	$5p^5$	$^1S_0$	3,0591	0
54	Xe^-	$5d6s$	—	нет	
55	Cs^-	$6s^2$	$^1S_0$	0,47163	0
56	Ba^-	$5d$	—	нет	
57	La^-	$5d^26s^2$	$^3F_2$	0,5	4
72	Hf^-	$5d^26s^2$	—	нет	
73	Ta^-	$5d^36s^2$	$^4D_0$	0,32	3
74	W^-	$5d^46s^2$	$^5S_{1/2}$	0,815	1
75	Re^-	$5d^56s^2$	$^6D_4$	0,15	4
76	Os^-	$5d^66s^2$	$^4F_{9/2}$	1,1	4
77	Ir^-	$5d^76s^2$	$^3F_4$	1,565	1
78	Pt^-	$5d^96s^2$	$^2D_{5/2}$	2,128	0
79	Au^-	$5d^{10}6s^2$	$^1S_0$	2,30863	0
80	Hg^-	$6p$	—	нет	
81	Tl^-	$6p^2$	$^3P_0$	0,2	4
82	Pb^-	$6p^2$	$^4S_{3/2}$	0,364	2
83	Bi^-	$6p^3$	$^3P_2$	0,95	2
84	Po^-	$6p^4$	$^2P_{3/2}$	1,9	4
85	At^-	$6p^5$	$^1S_0$	2,8	3
86	Rn^-	$7s$	—	нет	
87	Fr^-	$7s^2$	$^1S_0$	0,5	4

Величины EA молекул и радикалов колеблются в широких пределах. В ряде случаев они составляют доли эВ, во для NO_2 EA > 3 эВ, для OH EA≃2 эВ, для CN EA > 3 эВ.

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; Радциг А. А., Смирнов Б. М., Параметры атомов и атомных ионов. Справочник, М., 1986.

Б. М. Смирнов.

СТАБИЛИЗАЦИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАЗМЫ, удерживаемой магнитным полем,— осуществление условий, при к-рых неустойчивости, опасные для удержания *плазмы*, не реализуются. Проблема С. н. п. возникла в исследованиях по *управляемому термоядерному синтезу*. Крупномасштабные МГД-неустойчивости могут полностью разрушить равновесную конфигурацию высокотемпературной плазмы, как это происходит, напр., при возникновении неустойчивости срыва в токамаке. Вместе с условием равновесия они устанавливают верх. предел допустимого отношения ср. давления плазмы $\langle p \rangle$ к давлению внешнего удерживающего магн. поля: $\beta = 2\mu_0\langle p \rangle / B^2$. Мелкомасштабные неустойчивости, не разрушающие равновесия, могут приводить к аномально большим потерям частиц и энергии из плазмы, к появлению уско-

ренных электронов, к-рые могут повредить стенки вакуумной камеры, и т. д. Поэтому С. н. п.— одно из гл. условий создания *термоядерного реактора* с магн. удержанием.

Важнейший метод С. н. п.— выбор такой конфигурации удерживающего магн. поля, чтобы самой его геом. формой сдержать развитие неустойчивостей, стабилизировать их на нач. стадии развития; наиб. часто для этого используются ш и р (от англ. shear — сдвиг) и м а г н и т н а я я м а.

Стабилизация широм. Шир в тороидальных системах характеризует перекрещиность силовых линий, изменение ср. шага $h = L/\mu = Lq$ винтообразных магн. силовых линий при переходе в радиальном направлении от одной магн. поверхности к другой и определяется ф-лой

$$s = aq'(a)/q = -a\mu'(a)/\mu. \qquad (1)$$

Здесь L — длина тора, равная для круговых систем $2\pi R$, R — радиус тора, a — ср. радиус сечения нек-рой магн. поверхности в торе, μ — в р а щ а т е л ь н о е п р е о б р а з о в а н и е, определяющее число оборотов магн. силовых линий по малому обходу тора, приходящееся на один обход вдоль тора, $q = 1/\mu$ — безразмерный параметр, характеризующий шаг силовой линии. В потоковых координатах a, $\Theta\zeta$ (см. *Тороидальные системы*) магн. силовые линии являются прямыми и имеют разный наклон на поверхностях с широм $s \neq 0$ (рис. 1). Возникающая при развитии неустойчивости конвекция плазмы происходит вследствие высокой электропроводности плазмы целыми магн. трубками. Но они оказываются сцепленными (перекрещенными) при $s \neq 0$, что и сдерживает развитие неустойчивости. В результате, напр., необходимое условие устойчивости плазмы в торе круглого сечения при $a^2/R^2 \ll q \ll 1$ (критерий Сайдема) имеет вид:

$$\frac{s^2}{4} + \frac{2\mu_0 p'(a)a}{B^2} \geqslant 0. \qquad (2)$$

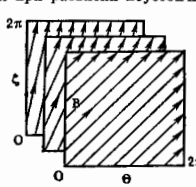


Рис. 1. Магнитное поле с широм в тороидальных системах. Изображены три тороидальные магнитные поверхности $a = \text{const}$. В координатах Θ, ζ все они имеют форму квадрата со сторонами $2\pi \times 2\pi$. Изменение наклона магнитных силовых линий означает наличие шира, не равного нулю.

Шир не препятствует, однако, развитию медленных диссипативных неустойчивостей, для к-рых не существует топологич. запрета, связанного с зацеплением магн. силовых линий. Более универсальным средством С. н. п. является маги. яма.

Стабилизация магнитной ямой. Неустойчивости, вызываемые градиентом давления, связаны с выпуклостью магн. силовых линий. В бестоковых системах (открытых ловушках, стелларараторах) это соответствует наличию магн. бугра (максимума B^2 на оси системы, рис. 2, *а*). Для стабилизации этих неустойчивостей в открытых магн. ловушках мнгн. поле можно создать нарастающим не к центру, а от центра во всех направлениях (абс. минимум B в центре) путём пропускания в продольных проводниках, окружающих ловушку (т. н. стержни Иоффе), токов чередующегося направления. В случае четырёх стержней (к-рые могут быть объединены с катушками продольного маги. поля в единственную бейсбольную обмотку; рис. 2, *в*) поперечное магн. поле создаёт систему с вогнутыми магн. силовыми линиями, т. е. с маги. ямой.

Стабилизация плазмы возможна также с р е д н и м минимумом B, или с р е д н е й м а г н. я м о й, при знакопеременной кривизне магн. силовых линий, т. к. из-за высокой электропроводности плазмы стабилизирующее влияние вогнутых участков силовых линий распространяется на всю магн. трубку. Это позволяет сделать плазму устойчивой в осесимметричной открытой ловушке, а также и в тороидальных системах, используя вогнутость маги. силовых линий с большим шагом $h \sim L$ на внутр. стороне тора. Для создания ср. магн. ямы нужно сместить магн. ось с помощью поперечного магн. поля к внеш. обводу тора в область ослабленной напряжённости тороидального магн. поля (рис. 3). В токамаке это происходит автоматически, в результате во втором слагаемом в критерии (2) появляется множитель $(1 - q^2)$. В нек-рых условиях для углубления магн. ямы в тороидальных системах достаточно смещения маги. оси из-за наличия градиента давления плазмы (эффект самостабилизации плазмы). При этом область устойчивости с новым. давлением может быть отделена от области устойчивости с низким давлением плазмы (2-я и 1-я зоны устойчивости).

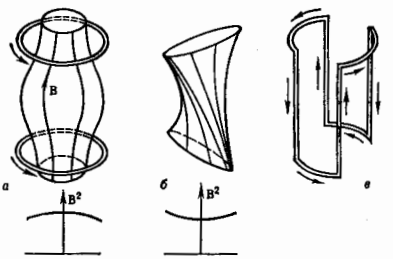


Рис. 2. Стабилизация магнитной ямой в открытых ловушках: *а* — выпуклые магнитные силовые линии и магнитный бугор в осесимметричной ловушке с магнитными пробками; *б* — открытая магнитная ловушка с вогнутыми магнитными силовыми линиями и магнитной ямой; *в* — схема обмотки для создания ловушки с магнитной ямой, в которой стержни Иоффе объединены в единую обмотку бейсбольного типа.

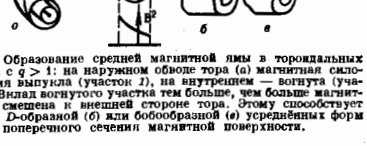


Рис. 3. Образование средней магнитной ямы в тороидальных системах с $q > 1$: на наружном обводе тора (*а*) магнитная силовая линия выпукла (участок *1*), на внутреннем — вогнута (участок *2*). Вклад вогнутого участка тем больше, чем больше магнитная ось смещена к внешней стороне тора. Этому способствует создание *D*-образной (*б*) или бобообразной (*в*) усреднённых форм поперечного сечения магнитной поверхности.

Кроме использования геом. свойств маги. поля для С. н. п. широко применяются а к т и в н ы е м е т о д ы воздействия на плазму. К ним относятся: 1) поддержание благоприятных для устойчивости плазмы профилей тока, темп-ры, давления с помощью локального подогрева плазмы, напр. при резонансном поглощении ВЧ-волн, путём локальной генерации тока СВЧ-методами, поддува газа на край плазмы, инжекции крупинок вещества, из к-рого создаётся плазма, в центр плазменного шнура и т. п.; 2) подавление неустойчивостей системой автоматич. управления (метод обратных связей); 3) управление ф-цией распределения заряж. частиц по скоростям, напр. варьированием ВЧ-методов нагрева, при к-рых энергия вкладывается преим. в продольную или поперечную степень свободы частиц,

либо непрерывной инжекцией пучка ускоренных атомов, создающих после ионизации их в плазме популяцию частиц с определ. распределением по скоростям. Такое воздействие на ф-цию распределения позволяет осуществлять контроль за пек-рыми кинетич. неустойчивостями.

При нек-рых условиях С. н. п. может осуществляться самопроизвольно как переход в энергетически более выгодное состояние, когда вследствие развития неустойчивости происходит подстройка процессов переноса частиц и энергии таким образом, чтобы реализовывались устойчивые распределения тока, темп-ры и т. д. Такая самоорганизация плазмы наиб. отчётливо проявляется в токовых системах — токамаках и пинчах с обращённым магн. полем.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, т. 1, М., 1983; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1988. *В. Д. Шафранов.*

СТАБИЛИЗА́ЦИЯ ТО́КА И НАПРЯЖЕ́НИЯ — поддержание заданного значения напряжения (или тока) при изменении сопротивления нагрузки, напряжения питания и т. п. Для С. т. и н. обычно применяются электронные устройства. Напряжение (ток) нагрузки слабо зависит от её *импеданса*, если внутр. сопротивление источника напряжения (тока), подключённого к нагрузке, намного меньше (больше) сопротивления этой нагрузки (рис. 1). Для этой цели в простейших

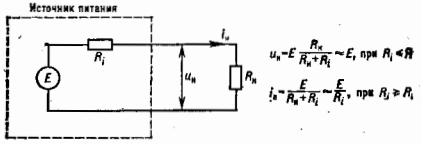


Рис. 1. $R_н$ — сопротивление нагрузки, R_i, E — внутреннее сопротивление и напряжение источника питания; $U_н$, $I_н$ — напряжение и ток нагрузки.

стабилизаторах напряжения (СН) служит эмиттерный повторитель напряжения, а в стабилизаторах тока (СТ) нагрузка включается в цепь коллектора *транзистора биполярного* или в цепь стока *полевого транзистора*. В более сложных стабилизаторах используется отрицат. *обратная связь*. Напряжение на нагрузке (или напряжение, пропорциональное току в нагрузке) сравнивается с заведомо стабильным, т. н. опорным, напряжением, и усиленный сигнал рассогласования подаётся на элемент, непрерывно регулирующий напряжение (ток) нагрузки таким образом, чтобы уменьшить сигнал рассогласования до нуля (рис. 2). Точ-

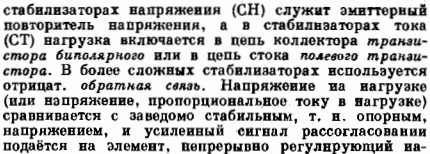


Рис. 2. Блок-схемы стабилизаторов напряжения и тока: *а* — последовательный тип; *б* — параллельный; РЭ — регулирующий элемент, У — сравнивающее устройство и усилитель сигнала рассогласования, ИП — источник питания.

ность, с к-рой поддерживается стабильность напряжения (тока), определяется глубиной обратной связи, стабильностью опорного напряжения и точностью сравнивающего устройства. Регулирующий элемент (обычно биполярный транзистор) включается параллельно (СН и СТ параллельного типа) или последовательно (СН и СТ последоват. типа) с нагрузкой. В качестве сравнивающего устройства и усилителя сигнала рассогласования обычно служат *операционные усилители*. В устройствах стабилизации пост. напряжений и токов опорное напряжение обычно создаётся полупроводниковым или газоразрядным стабилитроном — прибором, напряжение на к-ром слабо зависит от протекающего по нему тока. Параллельное соединение стабилитрона и нагрузки широко используется в простейших маломощных стабилизаторах напряжения (т. н. параметрический СН).

СН и СТ с непрерывным управлением регулирующим элементом обладают сравнительно низким кпд из-за пост. рассеяния мощности на регулирующем элементе. Для увеличения кпд применяются импульсные, или ключевые, СН и СТ (рис. 3). Регулирующий эле-

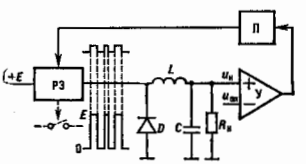


Рис. 3. Блок-схема импульсного стабилизатора напряжения. П — преобразователь сигнала рассогласования в импульсное напряжение управления РЭ.

мент, включённый последовательно с нагрузкой, работает как электронный ключ и быстро переключается между двумя состояниями: разомкнутым (сопротивление ключа очень большое, ток ключа равен нулю) и замкнутым (сопротивление ключа близко к нулю, напряжение на ключе — мало). В таком режиме работы регулирующий элемент рассеивает энергию преим. в моменты переключения. Выходное напряжение ключа имеет форму прямоуг. импульсов с амплитудой, равной напряжению источника питания E. Это напряжение сглаживается с помощью фильтра низких частот, состоящего из последовательно включённой катушки индуктивности L и конденсатора ёмкости C, подключённого параллельно нагрузке. Пост. напряжение, к-рое получается на выходе фильтра, зависит от соотношения между временем замкнутого и временем разомкнутого состояний. Отношение времён изменяется в соответствии с сигналом рассогласования между напряжением (током) нагрузки и опорным напряжением. Тем самым стабилизируется напряжение (ток) нагрузки. С помощью диода D во время разомкнутого состояния ключа в нагрузку передаётся энергия, запасённая в катушке индуктивности. Кпд импульсных СН и СТ достигает 80% и более. При стабилизации высоких напряжений СН обычно совмещают с *преобразователем напряжения*.

Лит.: Хоровиц П., Хилл У., Искусство схемотехники, пер. с англ., 3 изд., т. 1, М., 1986; Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982; Источники электропитания радиоэлектронной аппаратуры. Справочник, под ред. Г. С. Найвельта, М., 1985. *А. В. Степанов.*

СТАБИЛИЗА́ЦИЯ ЧАСТО́ТЫ — совокупность методов увеличения *стабильности частоты*. Различают: а) *затягивание частоты* путём связи генератора радиочастотных колебаний с дополнит. колебат. системой, характеризуемой высокой *добротностью*; б) *захватывание частоты* путём связи данного генератора колебаний с генератором, обладающим более стабильной частотой; в) параметрическую С. ч.— стабилизацию параметров приборов, генерирующих периодич. колебания.

Типичным примером С. ч. путём з а т я г и в а н и я является связь генератора радиочастотных колебаний с кварцевым резонатором. Эффект С. ч. возникает при этом за счёт того, что частота генерируемых колебаний удерживается внутри резонансной кривой квар-

цевого резонатора, на неск. порядков более узкой, чем ширина резонансной кривой резонансного контура генератора (см. *Генератор электромагнитных колебаний*). Кроме того, зависимость резонансной частоты кварцевого резонатора от темп-ры на неск. порядков меньше, чем у обычного резонансного контура. В результате частота иолебаний слабо зависит от изменений параметров колебат. контура и удерживается вблизи вершины резонансной кривой кварцевого резонатора.

С. ч. путём *захватывания* используют для С. ч. мощного генератора, воздействуя на него сигналом более стабильного маломощного генератора. При этом необходимо обеспечить малость обратного воздействия мощного генератора на маломощный. Этот метод применяют, напр., для С. ч. *клистрона*, воздействуя на него гармоникой кварцевого генератора.

Наиб. гибким и эфф. методом является параметрич. С. ч. При этом выбирают спектральные (резонансные) системы, вещество и конструкция к-рых слабо реагируют на изменение внеш. условий. Наиб. простая система, в к-рой используется параметрич. С. ч., — маятниковые часы. Стабильность их хода зависит от стабильности параметров маятника (его приведённой длины), от стабильности влияния на частоту колебаний маятника, поддерживающего его колебания. В результате стабилизации этих параметров погрешность хода астрономич. маятниковых часов составляет 10^{-8}, что на 2 порядка лучше, чем у обычных часов. Погрешность частоты кварцевого генератора может быть доведена до 10^{-12}.

К параметрич. методам С. ч. относится переход от макроскопич. резонансных систем к микросистемам, квантовая структура к-рых придаёт им резонансные свойства, проявляющиеся в их узких спектральных линиях. Первым из таких устройств был *молекулярный генератор*, в к-ром резонансный процесс сводится к инверсионным переходам между энергетич. уровнями молекул аммиака. Макроскопич. объёмный резонатор служит в этом приборе только для обеспечения *обратной связи*. Существенно более высокой стабильностью частоты обладает *водородный генератор*, обеспечивающий воспроизводимость частоты с погрешностью 10^{-12} при относит. стабильности $2 \cdot 10^{-14}$.

Совр. эталоны частоты опираются на спектральные линии атомов Cs, наблюдаемые в атомных пучках (см. *Квантовые стандарты частоты*). По получаемой т. о. эталонной частоте производят автоматич. подстройку частоты вспомогат. *кварцевого генератора*, а по его сигналу при помощи синтезатора получают набор эталонных частот, служащих для калибровки вторичных стандартов (мер) частоты.

Дальнейшее уменьшение погрешности эталонов частоты может быть достигнуто путём сужения спектральных линий атомов, служащих реперами частоты, напр. охлаждением атомных пучков или наблюдением спектральных линий атомов, удерживаемых в эл.-магн. ловушках.

М. Е. Жаботинский.

СТАБИЛИТРОН газоразрядный — *ионный прибор*, предназначенный для поддержания на неизменном уровне (стабилизации) напряжения источников питания или узлов радиоэлектронной аппаратуры. С. представляют собой двухэлектродные устройства, к-рые в зависимости от вида электрич. разряда, используемого в них, подразделяются на С. тлеющего разряда и С. коронного разряда.

Стабилитроны тлеющего разряда имеют почти горизонтальную вольт-амперную характеристику (рис. 1). Стабилизирующее действие основано на незначительном изменении падения потенциала в тлеющем разряде в довольно большом диапазоне токов $I_{ст\ мин}$—$I_{ст\ макс}$, соответствующих нормальному тлеющему разряду (1—10 мА). Такую характеристику имеет С. при условии небольших межэлектродных расстояний, когда полное падение потенциала между анодом и катодом равно катодному падению потоипиала, величина к-рого

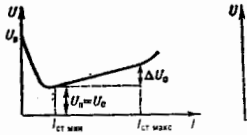


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика стабилитрона тлеющего разряда.

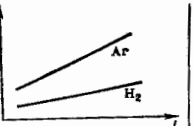


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики положительной короны для H_2 и Ar.

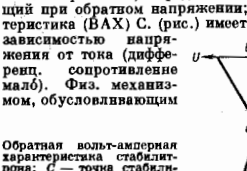
остаётся практически неизменной. Конструктивно С. тлеющего разряда выполняются с цилиндрич. концентрич. электродами. Функции анода выполняет стержень или проволока; окружающий её цилиндр является катодом. Баллон вакуумируется и наполняется смесью инертных газов, вариации к-рых вместе с разл. технол. способами обработки катодов позволяют изменять диапазон стабилизации напряжения от 50 до 160 В; срок использования С. более 10 000 ч. Осн. параметры С. тлеющего разряда: $U_в$ — напряжение возникновения разряда; $U_н$ — напряжение поддержания разряда, соответствующее напряжению стабилизации $U_{ст}$; $\Delta U_{ст}$ — изменение напряжения стабилизации при изменении тока в рабочем диапазоне; $I_{ст\ макс}$, $I_{ст\ мин}$ — макс. и мин. значения токов, между к-рыми осуществляется стабилизация напряжения; $R_д$ — дифференц. сопротивление С., характеризующее стабилизир. действие прибора; ТКН — температурный коэф. напряжения стабилизации, характеризующий изменение напряжения С. при изменении темп-ры окружающей среды.

Стабилитроны коронного разряда используются для стабилизации более высоких напряжений (до $\gtrsim 30$ кВ). В основе работы приборов этого типа также лежит почти независимость U от I: вольт-амперная характеристика коронного разряда при определ. выборе геом. параметров и газового наполнения прибора близка к горизонтальной (рис. 2). В С. коронного разряда используется положит. корона (коронирующий электрод меньшего радиуса — анод) в водороде с давлением, превышающим атмосферное. Конструктивно эти приборы выполняются в металлокерамич. баллоне с бесцокольным оформлением и выводами в разные стороны. Параметры С. коронного разряда такие же, как у С. тлеющего разряда, особенностью лишь является отсутствие у С. коронного разряда различия между напряжением возникновения разряда и напряжением стабилизации при $U_{ст} > 4$ кВ.

Лит.: Кваганов И. Л., Ионные приборы, М., 1972; см. также лит. при ст. *Ионные приборы*.

А. С. Шпилев.

СТАБИЛИТРОН (от лат. stabilis — устойчивый, постоянный) полупроводниковый — *полупроводниковый прибор*, предназначенный для стабилизации напряжения в электрич. цепях (см. *Стабилизация тока и напряжения*). Представляет собой диод, работающий при обратном напряжении; вольт-амперная характеристика (ВАХ) С. (рис.) имеет участок с очень слабой зависимостью напряжения от тока (дифференц. сопротивление мало́). Физ. механизмом, обусловливающим возникновение такого участка, является лавинный либо туннельный пробой p — n-*перехода*. Конструктивно С. представляет собой p^+-n-n^+-диод, в к-ром приняты меры по повышению однородности пробоя: специальной конструкцией краевого контура p — n-перехода уст-



Обратная вольт-амперная характеристика стабилитрона: C — точка стабилизации; $R_н$ — нагрузочная прямая.

ранена возможность пробоя по поверхности, а полупроводниковый материал имеет повыш. однородность уд. сопротивления ρ. В области малых напряжений «ступенька» тока определяется в осн. генерац. процессами в базовой области на расстоянии диффузионной длины от $p^+ - n$-перехода («ток насыщения»). При больших напряжениях определяющей становится генерация в области *пространственного заряда* (ОПЗ) $p - n$-перехода, к-рая расширяется с ростом напряжения. В точке A напряжённость поля ОПЗ в области максимума достигает величины, при к-рой рост обратного тока уже определяется ударной либо туннельной ионизацией, а в точке B при $U = U_{пр}$ происходит пробой и наклон характеристики резко меняется. Этот наклон зависит от мн. факторов: от вида пробоя, его однородности, величины уд. сопротивления материала и т. д. Для кремниевых $p - n$-переходов, напр., до напряжения $U_{пр} \lesssim 5$ В определяющим является туннельный, а при $U_{пр} \gtrsim 7$ В — лавинный пробой, дающий значительно более крутой наклон ВАХ. Однако лавинный пробой развивается, как правило, неоднородно по площади, а в локальных участках — в областях т. н. микроплазмы, где имеются значит. искажения поля в ОПЗ, происходящие из-за разл. рода дефектов, а также неоднородностей поля, связанных с неоднородностью легирования.

ВАХ С. после участка AB становится практически линейной, поскольку при большом напряжении практически все области микроплазмы находятся в стабильном проводящем состоянии и их линейные характеристики суммируются.

Осн. параметрами С. являются: динамич. сопротивление $R_д = dU/dI$ при $I = I_{ст}$; статич. сопротивление $R = U_{ст}/I_{ст}$; коэф. качества $Q = R_д/R$; температурный коэф. напряжения ТКН $= dU_{ст}/dT$.

Напряжение стабилизации $U_{ст}$ связано с напряжением пробоя, но не равно ему, т. к. ВАХ имеет определ. крутизну. Для однозначного определения $U_{ст}$ задаются некоей определ. величиной тока $I = I_{ст}$ так, чтобы эта точка была за участком AB. Отклонение тока от этой величины будет приводить к изменению напряжения на диоде; динамич. сопротивление $R_д = dU/dI$ характеризует степень стабилизации. Статич. сопротивление R характеризует потери в диоде в заданной рабочей точке. Коэф. качества

$$Q = (I_{ст}/U_{ст})dU/dI$$

представляет собой отношение относит. изменения напряжения на С. к относит. изменению тока. Качество С. тем выше, чем меньше Q. Очень важный параметр — температурный коэф. напряжения. В случае лавинного пробоя $U_{пр}$ с темп-рой возрастает; это происходит из-за уменьшения ср. длины свободного пробега носителей вследствие возрастания рассеяния на фононах решётки. Поскольку с уменьшением длины свободного пробега носителей заряда энергия, достаточная для ионизации решётки, может быть набрана в более сильном поле, напряжение пробоя растёт с темп-рой, причём скорость роста довольно велика (ТКН $\sim 0{,}1\%$/К). При туннельном пробое $U_{пр}$, наоборот, уменьшается с ростом темп-ры из-за уменьшения ширины запрещённой зоны; характерная величина ТКН $\sim -0{,}03 \div -0{,}07\%$/К. Минимальный ТКН имеют кремниевые С. с $U_{пр} = 5 \div 7$ В, когда туннельный и лавинный пробои развиваются одновременно.

У выпускаемых промышленностью С. напряжение стабилизации лежит в диапазоне 2,2—200 В, ток стабилизации — от долей миллиампера до единиц ампер. Осн. полупроводниковым материалом для С. является кремний, осн. технол. методы изготовления $p^+ - n -$ $- n^+$-структуры — термодиффузии примесей, сплавление, *эпитаксия*.

Лит.: Федотов Я. А., Основы физики полупроводниковых приборов, 2 изд., М., 1970; Грехов И. В., Сережкин Ю. Н., Лавинный пробой $p-n$-перехода в полупроводниках, Л., 1980.

И. В. Грехов.

СТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТОТЫ — основная характеристика периодич. процессов, а также характеристика приборов и устройств, генерирующих периодич. колебания (см. *Автоколебания*). С. ч. характеризуется зависимостью частоты от времени. Измерение С. ч. сводится к сравнению частоты данного генератора с частотой более стабильного источника, напр. с образцовой мерой частоты или с эталоном частоты. Результат сравнения зависит от затраченного времени. Это значит, что С. ч. данного источника колебаний не является вполне определённой величиной. Различают к р а т к о в р е м е н н у ю С. ч., отображающую влияние флуктуац. процессов, и д о л г о в р е м е н н у ю С. ч., зависящую от изменений параметров генератора колебаний вследствие внеш. воздействий. Иногда говорят об а б с о л ю т н о й и о т н о с и т е л ь н о й С. ч., имея в виду соответственно изменение значения частоты генератора при многократных включениях и выключениях и изменение значения частоты генератора при его непрерывной работе. Последняя может быть определена не только путём сравнения с эталоном, но и измерением автокорреляции частоты генерируемого колебания.

С. ч. называют е с т е с т в е н н о й, если она ограничена флуктуациями, возникающими внутри источника колебаний, напр. вследствие тепловых движений или флуктуаций тока (см. *Дробовой шум*). С. ч., определяемую изменениями параметров генератора под влиянием внеш. воздействий, называют т е х н и ч е с к о й. Исследования С. ч. показывают, что естеств. С. ч. связана с шириной спектральной линии генератора, а технич. С. ч.— с медленными или скачкообразными изменениями его параметров. Напр., С. ч. *водородного генератора* ограничивается медленным старением защитной плёнки, уменьшающей влияние поверхности стенки на ударяющиеся о неё атомы водорода.

М. Е. Жаботинский.

СТАНДАРТНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ — то же, что *квадратичное отклонение*.

СТАТИКА (от греч. statikḗ — учение о весе, равновесии) — раздел *механики*, посвящённый изучению условий равновесия материальных тел под воздействием сил.

В зависимости от положенных в основу принципов С. разделяют на аналитическую и геометрическую. В основе аналитической С. лежит *возможных перемещений принцип*, дающий общие условия равновесия любой механич. системы. Геометрическая С. основывается на т. н. аксиомах С., выражающих свойства сил, действующих на материальную частицу и абсолютно твёрдое тело, т. е. тело, расстояния между точками к-рого всегда остаются неизменными. Осн. аксиомы С.: 1) две силы, действующие на материальную частицу, имеют равнодействующую, определяемую по правилу параллелограмма сил; 2) две силы, действующие на материальную частицу (или абсолютно твёрдое тело), уравновешиваются только тогда, когда они одинаковы по величине и направлены вдоль одной прямой в противоположные стороны; 3) прибавление или вычитание уравновешенных сил не изменяет действия данной системы сил на твёрдое тело. При этом уравновешенными наз. силы, под действием к-рых свободное твёрдое тело может находиться в покое по отношению к *инерциальной системе отсчёта*.

Методами геометрической С. изучается С. твёрдого тела. При этом рассматриваются решения следующих двух типов задач: 1) приведение систем сил, действующих на твёрдое тело, к простейшему виду; 2) определение условий равновесия сил, действующих на твёрдое тело. Геометрическую С. можно также строить непосредственно исходя из *Ньютона законов механики* и вытекающих из этих законов общих теорем *динамики*.

Необходимые и достаточные условия равновесия упруго деформируемых тел, а также жидкостей и газов рассматриваются соответственно в *упругости теории*, *гидростатике* и *аэростатике*.

К осн. понятиям С. относятся понятия о моменте силы относительно центра и относительно оси и о паре сил. Сложение сил и их моментов относительно центра производится по правилу сложения векторов. Величина $\boldsymbol{R}$, равная геом. сумме всех сил $\boldsymbol{F}_k$, действующих на данное тело, наз. гл. вектором этой системы сил, а величина $\boldsymbol{M}_0$, равная геом. сумме моментов $\boldsymbol{m}_0(\boldsymbol{F}_k)$ этих сил относительно центра O, наз. гл. моментом системы сил относительно указанного центра:

$$\boldsymbol{R}=\sum_k \boldsymbol{F}_k,\quad \boldsymbol{M}_0=\sum_k \boldsymbol{m}_0(\boldsymbol{F}_k). \qquad (1)$$

Решение задачи приведения сил даёт следующий осн. результат: любая система сил, действующих на абсолютно твёрдое тело, эквивалентна одной силе, равной гл. вектору $\boldsymbol{R}$ системы и приложенной в произвольно выбранном центре O, и одной паре сил с моментом, равным гл. моменту $\boldsymbol{M}_0$ системы относительно этого центра. Отсюда следует, что любую систему действующих на твёрдое тело сил можно задать её гл. вектором и гл. моментом,— результат, к-рым широко пользуются на практике при задании, напр., аэродинамич. сил, действующих на самолёт или ракету, усилий в сечении балки и др.

Простейший вид, к к-рому приводится данная система сил, зависит от значений $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$. Если $\boldsymbol{R}=0$, $\boldsymbol{M}_0\neq 0$, то данная система сил заменяется одной парой с моментом $\boldsymbol{M}_0$. Если $\boldsymbol{R}\neq 0$, а $\boldsymbol{M}_0=0$ или $\boldsymbol{M}_0\neq 0$, но векторы $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$ взаимно перпендикулярны (что, напр., всегда имеет место для параллельных сил или сил, лежащих в одной плоскости), то система приводится к одной равнодействующей, равной $\boldsymbol{R}$. Наконец, когда $\boldsymbol{R}\neq 0$, $\boldsymbol{M}_0\neq 0$ и эти векторы не взаимно перпендикулярны, система сил заменяется совокупным действием силы и пары сил (или двумя скрещивающимися силами) и равнодействующей не имеет.

Для равновесия любой системы сил, действующих на твёрдое тело, необходимо и достаточно обращение величин $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$ в нуль. Вытекающие отсюда ур-ния, к-рым должны удовлетворять действующие на тело силы при равновесии, см. в ст. *Равновесие механической системы* [ур-ние (1)]. Равновесие системы тел изучают, составляя ур-ния равновесия для каждого тела в отдельности и учитывая закон равенства действия и противодействия. Если общее число реакций связей окажется больше числа ур-ний, содержащих эти реакции, то соответствующая система тел является статически неопределимой; для изучения её равновесия надо учесть деформации тел.

Графич. методы решения задач С. основываются на построении многоугольника сил и верёвочного многоугольника.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.— Л., 1952; Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 1, 8 изд., М., 1982; Таргг С. М., Краткий курс теоретической механики, 10 изд., М., 1986; см. также лит. при ст. *Механика*.

С. М. Тарг.

СТАТИСТИКА ФОТООТСЧЁТОВ — вероятностное описание потока событий (отсчётов), происходящих в счётчике фотонов (фотодетекторе) под действием падающих на него световых квантов. Метод счёта фотонов используется при регистрации слабых световых потоков, когда фотодетектор успевает завершить предыдущий отсчёт к приходу последующего фотоотсчёта. Регистрация последовательностей фотоотсчётов и их статистич. обработка предпринимаются для установления свойств света того или иного источника, а также свойств среды, воздействующей на проходящий через неё свет. В качестве счётчиков фотонов используют *фотоэлектронные умножители* и лавинные фотодиоды (чувствительные в видимом, УФ- и ближнем ИК-диапазонах спектра эл.-магн. излучения), фотоэлектронные умножители со сцинтилляторами (в УФ- и рентг. диапазонах); в более длинноволновом диапазоне могут использоваться атомные пучки. Выходные электрич. импульсы в таких фотодетекторах, являющиеся откликом на фотон, имеют конечную длительность. Однако при анализе фотоотсчёты считают точечными событиями, т. е. происходящими мгновенно, привязывая момент отсчёта, напр., к максимуму импульса. Такая идеализация позволяет рассматривать фотоотсчёты как поток точечных событий. Существенно вероятностный характер взаимодействия фотонов с атомами фоточувствит. площадки фотодетектора приводит к тому, что момент отсчёта не детерминирован, и в результате поток фотоотсчётов имеет случайный характер.

Поток фотоотсчётов характеризуется следующими параметрами: числом отсчётов в заданном интервале времени; временны́м интервалом между соседними отсчётами; временем появления первого отсчёта после заданного момента времени; частотой совпадений отсчётов разных счётчиков, находящихся в одном потоке фотонов, и т. д. Многократные измерения этих характеристик с последующей статистич. обработкой позволяют установить такие свойства регистрируемого излучения, как распределения числа фотонов и интенсивности, корреляц. свойства и степень когерентности, временно́й ход интенсивности, а также мн.-рые другие.

Наиб. распространение получили измерения распределения числа отсчётов в заданном интервале времени от t до $t+T$: $P_m(t,T)$ — вероятность регистрации m отсчётов в интервале времени T. Связь распределения $P_m(t,T)$ с характеристиками света основывается на соотношениях *квантовой оптики*. Однако в классич. пределе, когда поток фотонов, выраженный их числом в объёме когерентности (см. *Когерентность света*), велик и излучение можно характеризовать классической (не операторной) величиной интенсивности $I(t,x,y)$ [Вт/см^2] (где x и y — координаты фоточувствит. площадки счётчика), связь $P_m(t,T)$ с характеристиками света устанавливается на простых соображениях о независимости отсчётов друг от друга [4]. В этом случае распределение $P_m(t,T)$ определяется полной энергией излучения Q, упавшей на счётчик за время регистрации T, и квантовой эффективностью счётчика η:

$$P_m(t,T)=(m!)^{-1}(\eta Q/\hbar\omega)^m\exp(-\eta Q/\hbar\omega), \qquad (1)$$

где

$$Q=\int\limits_S\int\limits_S\int\limits_t^{t+T} I(t',x,y)dt'dxdy.$$

Энергия фотона $\hbar\omega$, входящая в (1), не придаёт квантового характера этому соотношению, т. к. она появилась в (1) из определения квантовой эффективности счётчика: η есть вероятность отсчёта при падении на счётчик одного фотона, $0<\eta\leqslant 1$. Если излучение освещает фоточувствит. площадку S счётчика равномерно и с пост. интенсивностью I, то распределение числа фотоотсчётов не зависит от времени t и является пуассоновским:

$$P_m(T)=(m!)^{-1}(\eta ITS/\hbar\omega)^m\exp(-\eta ITS/\hbar\omega). \qquad (2)$$

Величина $\eta ITS/\hbar\omega$ определяет ср. число фотоотсчётов $\langle m\rangle=\eta ITS/\hbar\omega$ и все высшие факториальные моменты распределения $P_m(T)$:

$$\langle m(m-1)\ldots(m-k+1)\rangle\equiv\sum_{m\geqslant k} m(m-1)\ldots(m-k+1)P_m(T)=$$
$$=\langle m\rangle^k\equiv(\eta ITS/\hbar\omega)^k.$$

В частности, дисперсия пуассоновского распределения совпадает со ср. значением:

$$\langle\Delta m^2\rangle\equiv\langle(m-\langle m\rangle)^2\rangle=\langle m\rangle,$$

а относит. среднеквадратичное отклонение числа отсчётов обратно пропорционально квадратному корню из среднего:

$$\sqrt{\langle\Delta m^2\rangle}/\langle m\rangle=1/\sqrt{\langle m\rangle}.$$

Т. о., С. ф. детектора, равномерно освещаемого светом пост. интенсивности, совпадает со статистикой *дробового шума*.

Если интенсивность излучения флуктуирует во времени и пространстве (т. е. сама является случайным процессом), выражение для распределения фотоотсчётов включает в себя усреднение по этим флуктуациям с помощью распределения энергии излучения $P(Q)$:

$$P_m(t,T)=\int_0^\infty P(Q)(m!)^{-1}(\eta Q/\hbar\omega)^m\exp(-\eta Q/\hbar\omega)dQ. \quad (3)$$

Факториальные моменты распределения (3) определяются моментами распределения $P(Q)$:

$$\langle m(m-1)\dots(m-k+1)\rangle=(\eta/\hbar\omega)^k\langle Q^k\rangle\equiv$$

$$\equiv(\eta/\hbar\omega)^k\int_0^\infty P(Q)Q^k dQ,$$

и дисперсия числа отсчётов $\langle\Delta m^2\rangle$ в этом случае больше ср. значения $\langle m\rangle$, т. е. распределение $P_m(t,T)$ с у п е р п у а с с о н о в с к о е. Отличие распределения (3) от пуассоновского содержит информацию о характере распределения энергии света $P(Q)$ и поэтому представляет практич. ценность. Наиб. информативности достигают, когда приёмная площадка счётчика меньше площади когерентности излучения, а время измерения T не превосходит времени когерентности. Тогда энергия Q практически совпадает (с точностью до множителя) с мгновенным значением интенсивности $Q\approx ITS$, и распределение фотоотсчётов содержит распределение интенсивности излучения $P(I)$:

$$P_m(T)=\int_0^\infty P(I)(m!)^{-1}(\eta ITS/\hbar\omega)^m\exp(-\eta ITS/\hbar\omega)dI. \quad (4)$$

Соотношение (4) используется на практике для анализа распределения интенсивности света $P(I)$ по данным о распределении фотоотсчётов. В частности, моменты распределения интенсивности рассчитываются по величинам факториальных моментов распределения отсчётов $P_m(T)$:

$$\langle I^k\rangle\equiv\int_0^\infty P(I)I^k dI=\langle m(m-1)\dots(m-k+1)\rangle(\hbar\omega/\eta TS)^k.$$

Хотя полное восстановление распределения интенсивности света по данным о распределении фотоотсчётов проблематично из-за неизбежных погрешностей измерения $P_m(T)$, взаимосвязь (4) пригодна для проверки разл. статистич. гипотез о $P(I)$.

Если фоточувствит. площадка счётчика велика по сравнению с площадью когерентности излучения и (или) время измерения T больше времени когерентности, то это соответствует малым флуктуациям падающей энергии Q около своего ср. значения и С. ф. приближается к пуассоновской, независимо от свойств света.

Соотношения (1) — (4) связывают С. ф. $P_m(t,T)$ со свойствами излучения, если применимо классич. описание света и можно говорить об интенсивности излучения и его энергии вне связи с процессом фотодетектирования. В этом пределе С. ф. не может быть субпуассоновской, т. е. дисперсия $\langle\Delta m^2\rangle$ не меньше ср. значения $\langle m\rangle$. Более общие квантовые соотношения, описывающие С. ф., снимают это ограничение. В квантовой оптике распределение фотоотсчётов связано с оператором плотности излучения $\hat\rho$ через операторы положительной $\hat E_+$ и отрицательной $\hat E_-$ частотных частей электрич. поля (см. *Когерентное состояние, Квантовая когерентность*) [5]:

$$P_m(t,T)=\mathrm{Sp}\Big\{\hat\rho\hat N(m!)^{-1}\Big[\eta\int_S\int_t^{t+T}\hat E_-(t',x,y)\hat E_+(t',x,y)\times$$

$$\times dt'dxdy\Big]^m\exp\Big[-\eta\int_S\int_t^{t+T}\hat E_-(t',x,y)\hat E_+(t',x,y)dt'dxdy\Big]\Big\}. \quad (5)$$

Здесь Sp — след соответствующей матрицы, а оператор нормального упорядочения $\hat N$ располагает операторы $\hat E_-$ слева от оператора $\hat E_+$. В наиб. важном с практич. точки зрения случае, когда фоточувствит. площадка счётчика меньше площади когерентности излучения $S_{\text{ког}}$, а время T не превосходит времени когерентности $T_{\text{ког}}$, допустимо одномодовое описание светового поля в области счётчика и соотношение (5) принимает вид:

$$P_m(T)=\mathrm{Sp}[\hat\rho\hat N(m!)^{-1}(\eta'\hat a^+\hat a^-)^m\exp(-\eta'\hat a^+\hat a^-)]\equiv$$

$$\equiv\sum_{n\geqslant m}P_n[n!/m!(n-m)!](\eta')^m(1-\eta')^{n-m}, \quad (6)$$

где $\hat a^+$ и $\hat a^-$ — операторы рождения и уничтожения фотона в рассматриваемой моде, а оператор нормального упорядочения $\hat N$ располагает $\hat a^+$ слева от $\hat a^-$. Выражение (6) связывает распределение фотоотсчётов $P_m(T)$ с квантовооптич. характеристикой излучения $P_n\equiv\mathrm{Sp}[\hat\rho|n\rangle\langle n|]\equiv\langle n|\hat\rho|n\rangle$ — распределением числа фотонов в объёме когерентности излучения $T_{\text{ког}}S_{\text{ког}}$. Эффективность детектирования η' в (6) отличается от физ. квантовой эффективности счётчика η множителем: $\eta'=\eta TS/T_{\text{ког}}S_{\text{ког}}$. Переход от квантовых соотношений к классич. пределу осуществляется заменой $\hat a^+\hat a^-$ на $IT_{\text{ког}}S_{\text{ког}}$.

Когерентное излучение, наиб. близкое к классич. пределу, имеет пуассоновское распределение числа фотонов

$$P_n=\langle n\rangle^n e^{-\langle n\rangle}/n!$$

и распределение фотоотсчётов также пуассоновское:

$$P_m(T)=(\eta'\langle n\rangle)^m e^{-\eta'\langle n\rangle}/m!$$

со ср. числом отсчётов $\langle m\rangle=\eta'\langle n\rangle$.

Для света с заданным числом фотонов n_0 распределение явно не классическое: $P_n=\delta_{nn_0}$ и распределение фотоотсчётов биномиальное:

$$P_m(T)=(\eta')^m(1-\eta')^{n_0-m}n_0!/m!(n_0-m)!,\ m\leqslant n_0.$$

Такое распределение всегда субпуассоновское, поскольку его дисперсия $\langle\Delta m^2\rangle=\eta'(1-\eta')n_0$ меньше ср. числа отсчётов $\langle\Delta m\rangle=\eta' n_0$.

Для одномодового теплового поля вероятностное распределение задаётся степенным выражением (*Бозе — Эйнштейна статистикой*):

$$P_n=\langle n\rangle^n/(1+\langle n\rangle)^{n+1};$$

распределение фотоотсчётов также степенное:

$$P_m(T)=(\eta'\langle n\rangle)^m/(1+\eta'\langle n\rangle)^{m+1}$$

со средним $\langle m\rangle=\eta'\langle n\rangle$.

Т. о., измерение распределения фотоотсчётов $P_m(T)$ позволяет восстанавливать распределение числа фотонов излучения P_n. Если квантовая эффективность счётчика высока $\eta\approx 1$, а $S\approx S_{\text{ког}}$ и $T\approx T_{\text{ког}}$, то распределения P_n и $P_m(T)$ мало отличаются друг от друга. Однако такие условия трудно реализовать из-за низких квантовых эффективностей счётчиков фотонов. В случае малых η восстановить P_n по распределению фотоотсчётов нетривиально вследствие ограниченной точности данных о $P_m(T)$, получаемых из измерений. Кроме того, задача усложняется др. погрешностями

счётчиков: случайными срабатываниями, не связанными с приходом фотонов (темновой ток), мёртвым временем счётчиков (неспособностью их к срабатыванию в течение нек-рого интервала времени после предыдущего отсчёта) и др.

С. ф. применяется в исследованиях затухания *люминесценции* веществ после её кратковрем. возбуждения (напр., коротким световым импульсом) методом «стартового» и «стопового» импульсов. Излучение люминесценции вещества направляется на счётчик фотонов, и в последовательности повторяющихся актов измерения регистрируется распределение интервалов времени между моментом возбуждения люминесценции («стартовый» импульс) и моментом первого отсчёта («стоповый» импульс). Взаимосвязь распределения указанных интервалов $p(T)$ с временным ходом люминесценции $I(t)$ основывается на выражении для вероятности нулевого числа фотоотсчётов (1), поскольку до первого отсчёта счётчик «молчит»:

$$P_0(0,T)=\exp\Big[-\eta S\int_0^T I(t')dt'\Big]. \qquad (7)$$

В момент старта $t=0$, а T — интервал времени до первого фотоотсчёта. Вероятность отсутствия фотоотсчётов (7) уменьшается с ростом T благодаря росту вероятности первого отсчёта, поэтому для распределения интервалов T по длительности справедливо:

$$p(T)\propto-\frac{\partial}{\partial T}P_0(0,T)=$$

$$=[\eta S I(T)/\hbar\omega]\exp\Big[-\eta S\int_0^T I(t')dt'/\hbar\omega\Big].$$

Измерения интервалов организуются так, чтобы вероятность отсчётов была мала:

$$\eta S\int_0^T I(t')dt'/\hbar\omega\ll 1 \text{ и } \exp\Big[-\eta S\int_0^T I(t')dt'/\hbar\omega\Big]\approx 1;$$

распределение интервалов $p(T)$ в этом случае просто повторяет ход затухания люминесценции: $p(T)\propto I(T)$. Метод «стартового» и «стопового» импульсов в исследованиях люминесценции веществ широко используется в связи с развитием техники лазерной генерации ультракоротких световых импульсов (длительностью $\lesssim 10^{-10}$ с), необходимых для кратковрем. возбуждения люминесценции.

Ещё одним примером использования С. ф. для изучения когерентных свойств света является опыт Брауна — Твисса (6), в к-ром апалнзируются совпадения фотоотсчётов двух счётчиков, расположенных в одном световом поле (см. *Интерферометр интенсивности*). В ряде случаев этот опыт позволяет измерить время когерентности излучения.

Лит.: 1) Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; 2) Клышко Д. Н., Физические основы квантовой электроники, М., 1986; 3) Перина Я., Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений, пер. с англ., М., 1987; 4) Mandel L., Fluctuations of photon beams and their correlations, «Proc. Phys. Soc.», 1958, v. 72, p. 1037; его же, Fluctuations of photon beams. The Distribution of photoelectrons, «Proc. Phys. Soc.», 1959, v. 74, p. 233; 5) Kelly P. L., Kleiner H., Theory of electromagnetic field measurement and photoelectron counting, «Phys. Rev.», 1964, v. A 136, p. 316; 6) Brown H. R., Twiss R. Q., Interferometry of the intensity fluctuations in light, I and II, «Proc. Roy Soc.», 1957, v. A 242, p. 300, 1958, v. A 248, p. 291.

А. В. Масалов.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ ГИПОТЕ́ЗА — предположение о законе *распределения* изучаемых случайных величин или событий. Это понятие встречается в задаче *анализа данных* при *статистической проверке гипотез*. В теории статистич. проверки гипотез рассматривается, как эксперим. данные могут быть использованы для выбора одной из альтернативных гипотез либо для того, чтобы подтвердить или опровергнуть теорию (гипотезу). Решение принимается с помощью *статистического критерия*. Последний строится на анализе поведения проверочной статистики, являющейся функцией наблюдений и проверяемой гипотезы.

Лит.: Митропольский А. К., Техника статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Жигунов, С. В. Клименко.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ МАТРИ́ЦА — то же, что *матрица плотности*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ МЕХА́НИКА — то же, что *статистическая физика*. Термин «С. м.» введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs). Иногда под С. м. в более узком смысле слова понимают те разделы статистич. физики, к-рые основаны на методе Гиббса, использующего для описания физ. системы представления о *фазовом пространстве* и *статистических ансамблях*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — теория, описывающая свойства возбуждённых состояний ядер с помощью методов *статистической физики*. С. м. я. применима для достаточно больших энергий возбуждения $\mathscr{E}$, когда уровни *составного ядра* (компаунд-ядра) или перекрываются, или расположены достаточно густо, так что можно использовать понятия плотности уровней $\rho(\mathscr{E})$, ядерной темп-ры $T(\mathscr{E})$ и т. п. В случае неперекрывающихся уровней С. м. я. применяется обычно при вычислении характеристик, усреднённых по достаточно большому интервалу энергий возбуждения ($\mathscr{E}-\Delta\mathscr{E}$, $\mathscr{E}+\Delta\mathscr{E}$), в к-ром есть хотя бы неск. отдельных компаунд-ядерных состояний. Т. к. учёт взаимодействия между нуклонами не изменяет общего числа степеней свободы системы, то в качестве С. м. я. можно приближённо использовать модель *ферми-газа*. Для ядра с $N=Z=A/2$, где N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре, A — массовое число, в модели ферми-газа справедливы соотношения:

$$\rho(\mathscr{E})=\frac{1}{12\mathscr{E}}\sqrt[4]{\frac{6}{g_F\mathscr{E}}}\exp[2(\pi^2 g_F\mathscr{E}/6)^{1/2}]. \qquad (1)$$

Темп-ра ядра равна обратной величине логарифмич. производной от ρ:

$$T(\mathscr{E})=\Big(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial\mathscr{E}}\Big)^{-1}=[(\pi^2 g_F/\mathscr{E})^{1/2}-5/4\mathscr{E}]^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь g_F — плотность одночастичных уровней на поверхности Ферми:

$$g_F\approx 1{,}5A/\mathscr{E}_F, \qquad (3)$$

где $\mathscr{E}_F$ — энергия Ферми.

Условием применимости С. м. я. служит неравенство $\mathscr{E}_F A^{1/3}\ll\mathscr{E}\ll\mathscr{E}_F A^{-1}$. При этом из (2) следует: $\mathscr{E}\simeq 1{,}5\,g_F T^2$. Модель ферми-газа позволяет вычислить плотность уровней с фиксиров. угл. моментом I и *чётностью* π (I^π):

$$\rho(\mathscr{E},I^\pi)=\frac{\pi}{48\sqrt[4]{6}}g_F(2I+1)\,(g_F\hbar^2/I)^{3/2}[\mathscr{E}-\hbar^2 I(I+1)/2J]^{-2}\times$$

$$\times\exp\Big\{2\Big[\frac{\pi^2}{6}g_F\Big(\mathscr{E}-\frac{\hbar^2}{2J}I(I+1)\Big)\Big]^{1/2}\Big\}. \qquad (4)$$

Здесь J — твердотельный момент инерции ядра:

$$J=(2/3)\int n(r)r^2 d^3r, \qquad (5)$$

где $n(r)$ — нуклонная плотность. Т. о., при усреднении по группе состояний с одним и тем же угл. моментом I появляется свойство вращения, хотя каждое из них не было вращательным состоянием ядра (вращение нагретого ядра). Ядерная темп-ра определяет ширину размытия ферми-ступенек в распределении нуклонов по импульсам. Поэтому число возбуждённых нуклонов в модели ферми-газа, определяемое числом уровней в интервале $\sim T$, равно $n_{\text{возб}}\sim g_F T$. Для применимости С. м. я. необходимо условие $n_{\text{возб}}\gg 1$. Для средних и тяжёлых ядер $g_F\sim 5$—10 МэВ$^{-1}$, так что

это условие выполняется при $T \gtrsim 0{,}5$—1 Мэв, $\mathscr{E} \gtrsim$ $\gtrsim 1$—5 МэВ. С. м. я. часто используют в области т. н. нейтронных резонансов при $\mathscr{E} \simeq 8$ МэВ (см. *Нейтронная спектроскопия*).

Разл. поправки к модели ферми-газа обусловлены корреляциями нуклонов (*NN*-корреляции). Часто, оставляя для $\rho(\mathscr{E})$ вид (1), величину g_F считают феноменологич. параметром, отличным от значения, даваемого соотношением (3). Наиб. существ. поправки к функциональному виду (1) вызваны аффектами *сверхтекучести* и существенны для темп-р $T \leqslant \Delta \simeq 1$МэВ, где Δ — энергетич. щель (см. *Сверхтекучесть атомных ядер*).

Более детальную картину статистич. свойств ядерных уровней даёт изучение корреляций между их разл. свойствами. Так, вероятность P_s того, что соседние уровни с одинаковыми I^π разделены интервалом s, для невзаимодействующих нуклонов даётся *Пуассона распределением*:

$$P_s^{\text{П}} = (1/D)\exp(-s/D), \qquad (6)$$

а с учётом взаимодействия — распределением Вигнера:

$$P_s^{\text{В}} = (\pi s/2D^2)\exp(-\pi s^2/4D^2).$$

Здесь D — ср. расстояние между уровнями. Т. о., учёт взаимодействия приводит к «расталкиванию» уровней: $P_0^{\text{В}} = 0$, тогда как $P_0^{\text{П}} = 1/D$.

С. м. я. широко применяются при описании *ядерных реакций*, в теории *деления ядер* и др.

Лит. см. при ст. *Ядро атомное*. *Э. Е. Саперштейн.*

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОПТИКА — раздел оптики, изучающий оптич. явления и процессы, для описания к-рых используются статистич. понятия и стохастич. методы анализа. С. о. включает большой круг проблем: изучение шумов и флуктуаций в источниках оптич. излучения, статистич. проблемы взаимодействия световых полей с веществом, исследование распространения оптич. волн в случайно неоднородных и турбулентных средах, статистич. проблемы приёма и обработки информации в оптич. диапазоне длин волн и т. п.

Историю развития С. о. можно условно разделить на три периода: долазерный, лазерный и постлазерный, или новейший. До создания лазеров источники света были по существу шумовыми, к-рые адекватно описываются гауссовой статистикой (см. *Белый свет*). Лазеры излучают свет, как правило, с значительно подавленными флуктуациями и во мн. случаях хорошо описываются моделью излучения с практически пост. амплитудой, но случайной фазой. Лазерные поля имеют существенно негауссовую статистику и могут быть описаны как квантовомеханически, так и полуклассически. В постлазерный период были созданы источники неклассич. световых полей; в 1977 — поля с антигруппировкой фотонов (см. *Квантовая оптика*), в 1985 — поля в квантовом сжатом состоянии (см. *Сжатое состояние* света). В зависимости от методов, применяемых для описания случайных оптич. процессов и явлений, различают волновую С. о. и квантовую С. о. Статистич. явления, связанные с регистрацией светового поля методом счёта отд. фотонов, относят к *статистике фотоотсчётов*.

Ниже рассмотрены осн. вопросы волновой С. о.; проблемы квантовой С. о. обсуждаются в ст. *Квантовая оптика*, *Квантовая когерентность*.

Теория когерентности. В теории когерентности статистич. свойства световых полей описываются пространственно-временными корреляц. ф-циями (ф-циями когерентности) разл. порядка (см. *Когерентность света*). Наиб. практич. интерес представляют корреляц. ф-ции 2-го порядка, к-рые непосредственно связаны с интерференционными схемами Юнга и Майкельсона, используемыми для получения информации о пространственной и временной когерентности. Корреляц. ф-ции поля 2-го порядка исследуются амплитудной интерферометрией. Поляризац. свойства света описывают с помощью поляризац. матрицы, составленной из корреляц. ф-ций 2-го порядка между ортогональными компонентами поля. Вид корреляц. ф-ций 2-го порядка не зависит от статистики поля и определяется лишь угловым и частотным спектром излучения.

Корреляц. ф-ции поля 4-го и более высокого порядка, описывающие интерферометрию интенсивности (см. *Интерферометр интенсивности*), уже содержат информацию и о статистич. свойствах поля. Так, для полей с группировкой фотонов корреляц. ф-ция интенсивности 4-го порядка монотонно спадает, а для полей с антигруппировкой фотонов эта ф-ция сначала нарастает, а затем спадает. Амплитудная интерферометрия и интерферометрия интенсивности используются для спектроскопич. целей и получения информации об изображении.

Флуктуации и шумы в лазерах. Тепловые шумы оптич. резонатора и спонтанное излучение атомов (молекул) активной среды являются принципиально неустранимыми источниками шума в лазерах. Шумы приводят к естеств. флуктуациям амплитуды и фазы одночастотного и одномодового лазера, вследствие к-рых существуют предельные значения временных и пространственных статистич. характеристик лазерного излучения: естеств. ширина частотного спектра, определяемая ф-лой Шавлова — Таунса [ф-ла (8) в ст. *Лазер*]; естеств. угл. расходимость, предельная пространственная когерентность. В режиме генерации нескольких несинхронизованных (несвязанных) продольных и (или) поперечных мод статистика излучения существенно меняется: она становится практически гауссовой. Исследование флуктуаций в лазерах представляет интерес для анализа динамики его излучения; знание статистич. свойств лазерного излучения определяет возможности использования лазеров в разл. приложениях.

Нелинейная статистическая оптика. Статистич. задачи в нелинейной оптике могут быть связаны как со статистикой излучения (нелазерные источники, лазерное излучение с несинхронизов. модами и т. п.), так и со статистикой среды (собств. эл.-магн. флуктуации в среде, статистически неоднородные среды, кристаллич. порошки и т. п.). Случайная модуляция волн может существенно влиять на протекание нелинейных оптич. процессов, изменяя характер и эффективность взаимодействия. При наличии случайной временной модуляции существует т. н. когерентная длина, определяемая расстройкой групповых скоростей (см. *Групповой синхронизм*) и шириной спектра или временем корреляции шумовой волны, при превышении к-рого нелинейные когерентные взаимодействия становятся некогерентными. Это проявляется, напр., в темпе накопления нелинейного эффекта. В пространственных задачах когерентная длина определяется двулучепреломлением анизотропного нелинейного кристалла и радиусом корреляции случайной волны. При нелинейном взаимодействии случайных и шумовых волн интерес представляет реализация условий, при к-рых эффективность шумовой накачки может приближаться к эффективности монохроматич. накачки такой же ср. интенсивности или даже превышать её. Методами нелинейной оптики можно получить случайные пучки с фазой, комплексно сопряжённой с исходной (см. *Обращение волнового фронта*).

Изучение нелинейных оптич. процессов в статистически неоднородных средах позволяет определить влияние неоднородностей на эффективность процессов (генерация гармоник, параметрич. взаимодействия и т. д.) и оценить возможность подавления разл. вредных неустойчивостей (линейных и нелинейных). Последние приводят к флуктуациям козф. нелинейной связи

волн. Флуктуации показателя преломления среды вызывают случайный сбой фазового соотношения (см. *Фазовый синхронизм*) между взаимодействующими волнами и, следовательно, уменьшают эффективность нелинейного взаимодействия.

Распространение световых волн в случайно неоднородных средах. Это направление С. о. обычно выделяют и самостоят. раздел. Пространственная и временна́я когерентность лазерных пучков при распространении в случайно неоднородных и турбулентных средах ухудшается. Прошедшие через такие среды лазерные пучки содержат информацию о свойствах самой неоднородной среды. В связи с этим лазерное излучение широко применяется для зондирования турбулентных и рассеивающих сред. Разработаны спец. методы описания распространения лазерных пучков в таких средах. Изучение влияния турбулентной атмосферы на распространение световых пучков весьма важно также для *оптической связи* и *оптической локации*.

Статистика фотоотсчётов. Для регистрации слабых световых потоков применяется статистич. метод счёта фотонов. В этом методе, как и любом другом, неизбежно появление флуктуаций, обусловленных квантовой природой света. Процессы поглощения фотона атомом фоточувствит. поверхности детектора и последующее испускание электрона, регистрируемого детектором, носят принципиально статистич. характер. При пост. интенсивности регистрируемого излучения статистика фотоотсчётов — пуассоновская; в случае флуктуирующей интенсивности распределение фотоотсчётов отличается от пуассоновского и зависит от статистики интенсивности света. Зная распределение фотоотсчётов, можно решить обратную задачу и найти статистику регистрируемого поля (подробнее см. *Статистика фотоотсчётов*).

Лит.: Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; Спектроскопия оптического смешения и корреляции фотонов, под ред. Г. Камминса, Э. Пайка, пер. с англ., М., 1978; Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Случайные поля, М., 1978; Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Гудмен Дж., Статистическая оптика, пер. с англ., М., 1988. *А. С. Чиркин.*

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ ПРОВЕ́РКА ГИПО́ТЕЗ — задача анализа данных, в результате решения к-рой подтверждается или опровергается гипотетич. предположение (см. *Статистическая гипотеза*) о законе распределения случайной величины либо делается выбор одной из альтернативных гипотез. Решение этой задачи опирается на использование статистич. критерия, к-рый является функцией наблюдаемой случайной выборки и проверяемой гипотезы.

В. П. Жигунов, С. В. Клименко.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА — совокупность большого числа частиц (атомов, молекул и т. д.), изучаемых методами *статистической физики*. С. с. можно разделить на открытые и закрытые. Для закрытых С. с. ср. значения числа частиц, энергии, импульса системы поддерживаются постоянными.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ СУ́ММА — величина, обратная нормирующему множителю *канонического распределения Гиббса* в квантовой статистич. физике и равная сумме по квантовым состояниям:

$$Z=\sum_n \exp(-E_n/kT),$$

где E_n — энергия системы в квантовом состоянии n, T — абс. темп-ра. Суммирование производится по всем допустимым n (в т. ч. по состояниям с одинаковой энергией). С. с. позволяет вычислять все *потенциалы термодинамические*, в частности свободную энергию (*Гельмгольца энергию*) $F = -kT\ln Z$ как ф-цию темп-ры, объёма и числа частиц в зависимости от потенциала взаимодействия частиц. Если известен гамильтониан системы H, то $Z = \mathrm{Spexp}(-H/kT)$. Для идеального газа

$$Z=\sum_{\{n_i\}} \exp\Big[-\sum_i \varepsilon_i n_i/kT\Big],$$

причём суммирование ведётся при дополнит. условии $\sum_i n_i = N$ (N — полное число частиц). Суммирование в показателе экспоненты проводится по всем одночастичным квантовым состояниям i с энергией ε_i; $\{n_i\}$ — возможный набор значений n_i, по к-рым ведётся суммирование. Для *Бозе — Эйнштейна статистики* $n_i = 0,1,2,\ldots$ Для *Ферми — Дирака статистики* n_i может быть 0 или 1. В классич. статистич. физике С. с. соответствует *статистический интеграл*. *Д. Н. Зубарев.*

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ ТЕО́РИЯ ВОЗМУЩЕ́НИЙ — то же, что *термодинамическая теория возмущений*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНА́МИКА (равновесная статистическая термодинамика) — раздел *статистической физики*, посвящённый обоснованию законов *термодинамики* равновесных процессов (на основе статистич. механики Дж. У. Гиббса, J. W. Gibbs) и вычислениям термодинамич. характеристик физ. систем (*потенциалов термодинамических* и др.), *уравнения состояния* на основе законов взаимодействия составляющих эти системы частиц. Неравновесная С. т. даёт статистич. обоснование *термодинамики неравновесных процессов* (ур-ний переноса энергии, импульса, массы) и позволяет получить выражения для входящих в ур-ния переноса коэффициентов (кинетич. коэф.) на основе законов взаимодействия и движения частиц системы.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; см. также лит. при ст. *Статистическая физика*.

СТАТИСТИ́ЧЕСКАЯ ФИ́ЗИКА — раздел физики, задача к-рого — выразить свойства макроскопич. тел, т. е. систем, состоящих из очень большого числа одинаковых частиц (молекул, атомов, электронов и т. д.), через свойства этих частиц и взаимодействие между ними.

Т. о., в С. ф. используются сведения о «микроскопическом» строении тел, поэтому С. ф. является микроскопич. теорией. В этом её отличие от др. разделов физики, также изучающих макроскопич. тела: термодинамики, механики и электродинамики сплошных сред. При решении конкретных задач методами этих дисциплин в соответствующие ур-ния всегда входят неизвестные параметры или ф-ции, характеризующие данное тело. Все эти зависимости и параметры можно определять экспериментально, поэтому методы, о к-рых идёт речь, наз. феноменологическими. С. ф. позволяет, по крайней мере в принципе, а во ми. случаях и фактически, вычислить эти величины.

Если в какой-то момент времени заданы координаты и скорости всех частиц тела и известен закон их взаимодействия, то из ур-ний механики можно было бы найти координаты и скорости в любой последующий момент времени и тем самым полностью определить состояние тела. Такая же ситуация имеет место и в квантовой механике: зная начальную волновую ф-цию системы, можно, решая ур-ние Шрёдингера, найти волновую ф-цию, определяющую состояние системы во все будущие моменты времени.

Реально такой путь построения микроскопич. теории невозможен, т. к. число частиц в макроскопич. телах очень велико, а нач. координаты и скорости молекул неизвестны. Однако именно большое число частиц в макроскопич. телах приводит к появлению новых (статистич.) закономерностей в поведении таких тел. Эти закономерности выявляются после соот-

ветствующего ограничения задач теории. Характеризующие макроскопич. тела параметры испытывают с течением времени беспорядочные малые колебания (флуктуации) относительно нек-рых ср. значений. Задачей теории является вычисление этих ср. значений, а не точных значений параметров в данный момент времени. Наличие статистич. закономерностей выражается в том, что поведение ср. значений в широких пределах не зависит от конкретных нач. условий (от точных значений нач. координат и скоростей частиц). Важнейшее проявление этой закономерности — известный из опыта факт, что система, изолированная от внеш. воздействий, с течением времени приходит в нек-рое равновесное состояние (термодинамич. равновесие), свойства к-рого определяются только такими общими характеристиками нач. состояния, как число частиц, их суммарная энергия и т. н. (см. *Равновесие термодинамическое*). Процесс перехода системы в равновесное состояние наз. *релаксацией*, а характерное время этого процесса — временем релаксации.

Функция распределения. Рассмотрим систему, состоящую из N частиц, для простоты считая, что частицы не имеют внутр. степеней свободы. Такая система описывается заданием $6N$ переменных: $3N$ координат x_i и $3N$ импульсов p_i частиц, совокупность этих переменных сокращённо обозначим (p, x).

Понятие *функции распределения* естественно возникает, если рассмотреть пространство $6N$ измерений, соответственно значениям координат и импульсов частиц; оно наз. *фазовым пространством*. Каждому моменту времени t соответствуют определ. значения всех x и p, т. е. нек-рая точка в фазовом пространстве, изображающая состояние системы в данный момент. С течением времени значения x и p меняются, так что точка в фазовом пространстве движется.

Вычислим ср. значение $\overline{f}$ по заданному интервалу времени нек-рой ф-ции координат и импульсов $f(x,p)$. Для этого выберем на этом интервале s моментов времени t_α, разделённых равными промежутками, им соответствует s точек в фазовом пространстве. Разобьём всё фазовое пространство на элементы, размер к-рых мал по сравнению с характерными для системы значениями x и p, но ещё настолько велик, что в каждом из них находится много точек, изображающих состояние системы в моменты времени t_α. Тогда число таких точек в элементе объёма будет примерно пропорционально величине этого объёма $dxdp$. Если обозначить коэф. пропорциональности, т. е. плотность числа точек в пространстве, через $sw(x,p)$, то число точек для элемента с центром в нек-рой точке (x,p) запишется в виде:

$$d\nu = sw(x,p)dxdp, \qquad (1)$$

где $dxdp = dx_1dp_1dx_2dp_2\ldots dx_{3N}dp_{3N}$ — объём выбранного элемента фазового пространства. Ср. значение $\overline{f}$, вычисленное по определению

$$\overline{f} = s^{-1}\sum_{\alpha=1}^{s} f[x(t_\alpha), p(t_\alpha)],$$

с учётом малости этих элементов объёма можно переписать как

$$\overline{f} = \int f(x,p)w(x,p)dxdp \qquad (2)$$

(интегрирование по координатам производится по всему объёму системы, по импульсам — от $-\infty$ до ∞). Ф-ция $w(x,p)$ наз. ф-цией распределения по координатам и импульсам частиц. Поскольку полное число выбранных точек равно s, ф-ция w удовлетворяет условию нормировки:

$$\int w(x,p)dxdp = 1. \qquad (3)$$

Из (2) и (3) видно, что $wdxdp$ можно рассматривать как вероятность того, что система находится в элементе $dxdp$ фазового пространства.

Если система не находится в состоянии термодинамич. равновесия, ф-ция распределения зависит, кроме x и p, от времени t. В этом случае следует считать, что интервал усреднения мал по сравнению со временем релаксации.

Введённой таким образом ф-ции распределения можно дать и др. истолкование. Для этого рассмотрим одновременно большое число одинаковых систем и примем, что каждая точка в фазовом пространстве изображает состояние одной такой системы. Тогда усреднение по времени можно понимать как усреднение по совокупности этих систем, или, как говорят, по *статистическому ансамблю*.

Распределения Гиббса. Проведённые до сих пор рассуждения носили формальный характер, т. к. нахождение ф-ции распределения, согласно (1), требует знания всех x и p во все моменты времени, т. е. решения ур-ний движения с соответствующими нач. условиями. Осн. положением С. ф. является утверждение о возможности из общих соображений определить эту ф-цию для системы, находящейся в состоянии термодинамич. равновесия. Прежде всего, исходя из сохранения числа частиц при движении, можно показать, что ф-ция распределения является интегралом движения системы (см. *Лиувилля теорема*).

При движении замкнутой системы её энергия не меняется, поэтому все точки в фазовом пространстве, изображающие состояние системы в разные моменты времени, должны лежать на нек-рой гиперповерхности, соответствующей нач. значению энергии E. Ур-ние этой поверхности имеет вид $H(x,p) = E$, где $H(x,p)$ — *Гамильтона функция* системы. Движение системы из мн. частиц носит крайне запутанный характер, поэтому с течением времени точки, описывающие состояние, распределятся по поверхности пост. энергии равномерно (см. также *Эргодическая гипотеза*). Такое равномерное распределение описывают ф-цией распределения

$$w(x,p) = A\delta[H(x,p) - E], \qquad (4)$$

где $\delta[H(x,p) - E]$ — дельта-функция, отличная от нуля только при $H = E$, A — постоянная, определяемая из условия нормировки (3). Ф-ция распределения (4), соответствующая *микроканоническому распределению Гиббса*, позволяет вычислять ср. значения всех физ. величин по ф-ле (2), не решая ур-ний движения.

При выводе выражения (4) предполагалось, что единственная сохраняющаяся величина, от к-рой зависит w,— это энергия системы. Разумеется, сохраняются также импульс и момент импульса, но эти величины можно исключить, предположив, что рассматриваемое тело заключено в неподвижный ящик, к-рому частицы могут отдавать импульс и момент.

Фактически в С. ф. обычно рассматривают не замкнутые системы, а макроскопич. тела, являющиеся малыми макроскопич. частями, или подсистемами, к.-л. замкнутой системы. Ф-ция распределения для подсистемы отлична от (4), но не зависит от конкретного вида остальной части системы, т. н. термостатв. Для определения ф-ции распределения подсистемы необходимо проинтегрировать ф-лу (4) по импульсам и координатам частиц термостата. Такое интегрирование можно произвести, учитывая малость энергии подсистемы по сравнению с энергией термостата. В результате для ф-ции распределения подсистемы получается выражение

$$w(x,p) = \exp\{[F - H(x,p)]/kT\}, \qquad (5)$$

величина T в этой ф-ле имеет смысл темп-ры. Нормировочный коэф. $\exp(F/kT)$ определяется из условия нормировки (3):

$$\exp(-F/kT) = Z = \int \exp[-H(x,p)/kT]dxdp. \qquad (6)$$

Распределение (5) наз. *каноническим распределением Гиббса* или просто каноним. распределением (см. *Гиббса распределения*), а величина Z — статистич. интегралом. В отличие от микроканоним. распределения, в каноним. распределении энергия системы не задана. Состояния системы сосредоточены в тонком слое конечной толщины вокруг энергетич. поверхности, соответствующей ср. значению энергии, что означает возможность обмена энергией с термостатом. В остальном в применении к определ. макроскопич. телу оба распределения приводят по существу к одним и тем же результатам. Различие состоит лишь в том, что при использовании микроканоним. распределения все ср. значения оказываются выраженными через энергию тела, а при использоваки каноним. распределения — через темп-ру.

Если тело состоит из двух невзаимодействующих частей 1 и 2 с ф-циями Гамильтона H_1 и H_2, то для всего тела $H = H_1 + H_2$ и, согласно (5), ф-ция распределения тела разбивается на произведение ф-ций распределения для каждой из частей, так что эти части оказываются статистически независимыми. Это требование вместе с теоремой Лиувилля можно положить в основу вывода распределения Гиббса, не обращаясь к микроканоним. распределению.

До сих пор мы говорили о системах, описываемых классич. механикой. В квантовой механике роль ф-ции распределения играет *статистический оператор* (статистич. матрица) $\rho(x,x')$. Ср. значения физ. величин выражаются через него ф-лой, аналогичной ф-ле (2) классич. теории:

$$f=\int [\hat{f}\rho(x,x')]_{x=x'}dx,$$

где $\hat{f}$ — квантовомеханич. оператор величины f, действующий на координаты x. Характерной особенностью квантовой механики является дискретность энергетич. спектра системы конечного объёма. Вероятность того, что подсистема находится в квантовом состоянии с энергией E_n, в термодинамич. равновесии определяется ф-лой, аналогичной (5):

$$w_n=\exp[(F-E_n)/kT], \qquad (7)$$

причём условие нормировки $\sum_n w_n = 1$ можно переписать в виде:

$$\exp(-F/kT)=Z=\sum_n \exp(-E_n/kT). \qquad (8)$$

Величина Z наз. *статистической суммой* системы; сумма в выражении (8) берётся по всем состояниям системы. В операторном виде ф-лу (8) можно переписать как $Z = \mathrm{Sp}\exp(-\hat{H}/kT)$, где $\hat{H}$ — *гамильтониан* подсистемы.

Энергетич. спектр макроскопич. тела фактически является очень густым, поэтому целесообразно в ф-ле (8) перейти от суммирования к интегрированию, введя плотность числа состояний $g(E)$, так что $g(E)dE$ есть число состояний в интервале энергий dE, тогда

$$Z=\int_0^\infty g(E)\exp(-E/kT)dE.$$

Статистич. матрица в состоянии равновесия имеет вид:

$$\rho(x,x')=\sum_n w_n\psi_n(x)\psi_n^*(x'),$$

где $\psi_n(x)$ — волновая ф-ция стационарного состояния подсистемы с энергией E_n.

Для системы, с достаточной точностью описывающейся классич. механикой, в ф-ле (8) можно перейти от суммирования по состояниям к интегрированию по координатам и импульсам системы. При этом на каждое квантовое состояние приходится в фазовом пространстве «ячейка» объёмом h^{3N}. Иными словами, суммирование по n сводится к интегрированию по $dxdp/h^{3N}$. Следует также учесть, что ввиду тождественности частиц в квантовой механике при их перестановке состояние системы не меняется. Поэтому, если интегрировать по всем x и p, необходимо поделить интеграл на число перестановок из N частиц, т. е. на $N!$. Окончательно классич. предел для статистич. суммы имеет следующий вид:

$$\exp(-F/kT)=Z=(N!h^{3N})^{-1}\int \exp[-H(x,p)/kT]dxdp, \qquad (9)$$

отличающийся множителем от чисто классич. выражения (6), что приводит к дополнит. слагаемому в ф-ле для F.

Приведённые ф-лы относятся к случаю, когда число частиц в подсистеме задано. Если выбрать в качестве подсистемы определ. элемент объёма всей системы, через поверхность к-рого частицы могут покидать подсистему и возвращаться в неё, то вероятность нахождения подсистемы в состоянии с энергией E_n и числом частиц N_n определяется *большим каноническим распределением Гиббса*:

$$w_n=\exp[(\Omega-E_n-\mu N_n)/kT],$$

в к-ром имеется дополнит. параметр μ — хим. потенциал, определяющий ср. число частиц в подсистеме, а величина Ω определяется из условия нормировки:

$$\exp(\Omega/kT)=\sum_n \exp[-(E_n-\mu N_n)/kT]. \qquad (10)$$

Статистическое истолкование термодинамики. Важнейший результат С. ф.— установление статистич. смысла термодинамич. величин. Это даёт возможность вывести законы *термодинамики* из осн. представлений С. ф. и вычислять термодинамич. величины для конкретных систем. Прежде всего термодинамич. внутр. энергии отождествляется со ср. энергией системы. *Первое начало термодинамики* получает тогда истолкование как выражение закона сохранения энергии при движении составляющих тело частиц.

Далее, пусть гамильтониан $\hat{H}$ системы зависит от нек-рого параметра λ (координаты стенки сосуда, в к-рый заключена система, внеш. поля и т. п.). Тогда производная $\partial\hat{H}/\partial\lambda$ является оператором обобщённой силы, соответствующей этому параметру, а величина $\overline{(\partial\hat{H}/\partial\lambda)}d\lambda = \sum_n (\partial E_n/\partial\lambda)w_n d\lambda$ равна механич. работе, совершаемой над системой при изменении этого параметра. Если продифференцировать выражение $\overline{E} = \sum_n E_n w_n$ для ср. энергии $\overline{E}$ системы с учётом ф-лы (7) и условия нормировки и считать λ и T переменными, а величину F — ф-цией этих переменных, то получим тождество:

$$d\overline{E}=\overline{(\partial\hat{H}/\partial\lambda)}d\lambda-Td(\partial F/\partial T)_\lambda.$$

Как отмечено выше, первое слагаемое справа равно ср. работе $d\overline{A}$, совершаемой над телом, тогда второе слагаемое представляет получаемую телом теплоту. Сравнивая это выражение с соотношением

$$d\overline{E}=d\overline{A}+TdS,$$

представляющим собой объединённую запись 1-го и 2-го начала термодинамики (см. *Второе начало термодинамики*) для обратимых процессов, находим, что

величина T в ф-ле (7) равна абс. темп-ре тела, а производная $\partial F/\partial T$ — взятой с обратным знаком *энтропии* S. Следовательно, F — свободная энергия тела, что и выявляет её статистич. смысл. Аналогично условию нормировки (10) в большом канонич. распределении определяют термодинамич. потенциал Ω, связанный со свободной энергией соотношением: $\Omega = F - \mu\bar{N}$.

Особое значение имеет статистич. истолкование энтропии, к-рое следует из ф-лы (8). Формально суммирование в этой ф-ле производится по всем состояниям с энергией E_n, но фактически существенно лишь относительно небольшое их число с энергией вблизи ср. энергии. Число $\overline{\Delta n}$ этих существ. состояний поэтому естественно определить, ограничив суммирование в ф-ле (8) интервалом $\overline{\Delta n}$, заменив E_n на ср. энергию $\bar{E}$ и вынося экспоненту из-под знака суммы. Тогда сумма даст $\overline{\Delta n}$ и ф-ла (8) примет вид: $\exp[-(F-\bar{E})/kT] = \overline{\Delta n}$. С др. стороны, согласно термодинамике, $F = E - TS$, что даёт связь энтропии с числом микроскопич. состояний, иначе говоря, со *статистическим весом* макроскопич. состояния, пропорциональным его вероятности:

$$S = k \ln \overline{\Delta n}. \qquad (11)$$

При темп-ре абс. нуля любая система находится в определённом (основном) состоянии, так что $\overline{\Delta n} = 1$, $S = 0$. Это утверждение выражает собой *третье начало термодинамики*. Здесь существенно, что для однозначного определения энтропии нужно пользоваться именно квантовой ф-лой (9); в чисто классической С. ф. энтропия определена только с точностью до произвольного слагаемого.

Смысл энтропии как меры вероятности состояния сохраняется и для неравновесных состояний. В этом случае ф-лу (11) следует рассматривать как общее определение энтропии состояния. Ясно, что в природе «самопроизвольно» (т. е. в замкнутой системе) могут идти лишь процессы, приводящие к увеличению вероятности состояния. Обратные процессы являются крайне маловероятными. [Энтропия системы пропорциональна числу частиц в ней, поэтому статистич. веса двух физически достаточно близких состояний, будучи пропорциональны $\exp(-S/k)$, различаются очень сильно.] Это даёт статистич. обоснование закону возрастания энтропии, согласно к-рому энтропия замкнутой системы может только увеличиваться. В состоянии равновесия энтропия имеет максимально возможное в данных внеш. условиях значение. Следовательно, равновесное состояние является состоянием с макс. статистич. весом, т. е. наиб. вероятным состоянием.

Из определения (11) следует, что энтропия аддитивна, т. е. энтропия тела, состоящего из слабовзаимодействующих частей, равна сумме энтропий этих частей. Это даёт возможность вычислить энтропию в важном случае, когда тело состоит из частей, к-рые находятся в равновесии сами по себе, но не друг с другом. Отметим, что ф-лы С. ф., будучи справедливы для систем из большого числа частиц, подразумевают переход к *термодинамическому пределу*, когда число частиц в теле N и объём V стремятся к бесконечности, а плотность N/V остаётся конечной. Именно в этом пределе термодинамич. потенциалы, определяемые распределением Гиббса, оказываются пропорциональными объёму.

Несмотря на ясность физ. основ С. ф., стремление дать ей строгое матем. обоснование поставило ряд важных и трудных матем. проблем. Напр., обоснование распределения (4) требует доказательства *эргодической гипотезы*. Методически интересен вопрос об устойчивости осн. состояния системы из большого числа частиц (электронов и ядер), взаимодействующих по закону Кулона. Процессы релаксации неравновесных состояний связаны с неустойчивостью фазовых траекторий механич. систем, состоящей в том, что проходящие через две близкие точки фазового пространства траектории экспоненциально расходятся по мере удаления от этих точек.

Внешние поля. Ф-ла (8), связывающая свободную энергию F со статистич. суммой, является основой для вычисления термодинамич. величин методами С. ф. Эту ф-лу используют, в частности, для построения статистич. теории электрич. и магн. свойств вещества. Напр., для вычисления магн. момента тела в магн. поле $\boldsymbol{H}$ следует вычислить статистич. сумму и свободную энергию. Магн. момент $\boldsymbol{M}$ тела выражается тогда ф-лой: $\boldsymbol{M} = -\partial F/\partial \boldsymbol{H}$.

При наличии слабого гравитац. поля требование максимальности энтропии приводит к след. условию равновесия:

$$\mu + m\varphi = \text{const},$$

где φ — гравитац. потенциал, m — масса частицы. Это ур-ние описывает, напр., изменение плотности тела под действием гравитац. сил. Интересные явления должны наблюдаться в сильных гравитац. полях, когда существенны релятивистские эффекты. В таких полях, согласно общей теории относительности, в состоянии равновесия от координат зависит не только плотность, но и темп-ра тела. Известное изменение представлений С. ф. требуется, по-видимому, для последоват. описания *чёрных дыр* — тел, гравитац. поле к-рых настолько сильно, что световые лучи не могут выйти из их внутр. областей в окружающее пространство. Чёрная дыра испускает излучение, темп-ра к-рого однозначно связана с её радиусом. Суммарная площадь поверхности чёрных дыр может подобно энтропии только увеличиваться, чем устанавливается глубокая, но не вполне ясная связь теории тяготения с законом возрастания энтропии.

Иерархия функций распределения. Кроме N-частичной ф-ции распределения w, определяемой ф-лой (1), можно ввести ф-ции более низкого порядка, получающиеся из w интегрированием по части переменных. Так, интегрируя по координатам и импульсам всех частиц, кроме одной, получаем одночастичную ф-цию $w^{(1)}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$, по переменным всех частиц, кроме двух, — двухчастичную ф-цию $w^{(2)}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{p}_2, t)$ и т. д. В состоянии равновесия, согласно ф-ле (5), зависимость w от импульсов очевидна и достаточно рассматривать лишь координатные зависимости, т. е. ф-цию $f^{(1)}(\boldsymbol{r})$, к-рая сводится для однородного тела к отсутствие внеш. поля к постоянной, $f^{(2)}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$, $f^{(3)}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_3)$ и т. д. Все эти ф-ции стремятся при больших значениях аргументов к постоянным, к-рые можно выбрать равными 1. Существует «цепочка ур-ний», связывающих ф-ции порядка l и $l+1$ (см. *Боголюбова уравнения*). Напр., для частиц, взаимодействие к-рых описывается парной потенциальной энергией $u(r)$, дифференцируя ф-лу (5) по $\boldsymbol{r}_2$ и интегрируя по всем переменным, кроме $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$, получаем ур-ние

$$\frac{\partial f^{(2)}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)}{\partial \boldsymbol{r}_2} = -\frac{f^{(2)}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)}{kT}\frac{\partial u(|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|)}{\partial \boldsymbol{r}_2} - \frac{N}{kT}\int \frac{\partial u(|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_3|)}{\partial \boldsymbol{r}_2} f^{(3)}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_3) d\boldsymbol{r}_3 . \qquad (12)$$

Если на основании дополнит. соображений, связанных со спецификой конкретной проблемы, выразить $f^{(3)}$ через $f^{(2)}$, последнюю можно определить из (12). Статистич. сумма Z после этого определяется через $f^{(2)}$ простым интегрированием. В неравновесном случае аналогичные соотношения, содержащие производные по времени, можно получить для ф-ций $w^{(1)}$, $w^{(2)}$ и т. д.

Флуктуации. В основе С. ф. лежит тот факт, что физ. величины, характеризующие макроскопич. тела, с большой точностью равны своим ср. значениям. Это равенство является всё же приближённым, в действительности все величины испытывают малые беспорядочные отклонения от ср. значений — *флуктуации*. Существо-

вание флуктуаций имеет принципиальное значение, т. к. доказывает статистич. характер термодинамич. закономерностей. Кроме того, флуктуации играют роль шума, ограничивающего точность физ. измерений. Флуктуации нек-рой величины x около её ср. значения $\bar{x}$ характеризуются ср. квадратом флуктуации $\overline{(\Delta x)^2} = \overline{(x-\bar{x})^2} = \overline{x^2} - (\bar{x})^2$. В подавляющем большинстве случаев величина x испытывает флуктуации порядка $[\overline{(\Delta x)^2}]^{1/2}$; существенно бо́льшие флуктуации встречаются крайне редко. Знание ф-ции распределения системы позволяет вычислить ср. квадрат флуктуации точно так же, как и ср. значение любой физ. величины. Малые флуктуации термодинамич. величин можно вычислить, используя статистич. истолкование энтропии. Согласно ф-ле (11), вероятность неравновесного состояния системы с энтропией S пропорциональна $\exp(S/k)$. Это приводит к равенству

$$\overline{(\Delta x)^2} = [(\partial^2 S/\partial x^2)_{x=\bar{x}}]^{-1}.$$

Напр., для ср. квадратов флуктуаций объёма и темп-ры тела получим:

$$\overline{(\Delta V)^2} = -kT(\partial V/\partial P)_T, \quad \overline{\Delta T^2} = kT^2/c_V.$$

Из этих ф-л видно, что относит. флуктуации объёма и флуктуации темп-ры обратно пропорциональны $N^{1/2}$, где N — число частиц в теле. Это и обеспечивает малость флуктуаций для макроскопич. тел. Связь между флуктуациями разл. величин x_i, x_k характеризуется ф-цией $\overline{\Delta x_i \Delta x_k}$. Если флуктуации величин x_i и x_k статистически независимы, то $\overline{\Delta x_i \Delta x_k} = \overline{\Delta x_i}\,\overline{\Delta x_k} = 0$.

Под x_i и x_k можно понимать и значения одной и той же величины, напр. плотности, в разл. точках пространства. Т. о., приходим к пространственной *корреляционной функции* плотности:

$$\overline{(n_1-\bar{n})(n_2-\bar{n})} = \bar{n}^2[f^{(2)}(r_1-r_2)-1], \quad r_1 \neq r_2,$$

где n_1 и n_2 — значения плотности числа частиц в точках r_1 и r_2, $\bar{n}$ — ср. значение плотности, $f^{(2)}$ — введённая выше двухчастичная ф-ция распределения. С увеличением расстояния между точками корреляц. ф-ция стремится к нулю (обычно экспоненциально), т. к. флуктуации в далёких точках пространства происходят независимо. Расстояние, на к-ром эта ф-ция существенно убывает, наз. корреляц. радиусом.

Закон равнораспределения. Приложения С. ф. к изучению свойств конкретных систем сводятся к приближённому вычислению статистич. суммы с учётом специфич. свойств системы. Во мн. случаях эта задача упрощается применением закона равнораспределения по степеням свободы, утверждающего, что теплоёмкость c_V (при пост. объёме V) системы взаимодействующих частиц, совершающих гармонич. колебания, равна:

$$c_V = k(n + l/2),$$

где l — общее число поступат. и вращат. степеней свободы, n — число колебат. степеней свободы. Доказательство закона основано на том, что ф-ция Гамильтона H такой системы имеет вид: $H = K(p_i) + u(x_m)$, где кинетич. энергия K — однородная квадратичная ф-ция от $l+n$ импульсов p_i, а потенциальная энергия u — квадратичная ф-ция от n колебат. координат x_m. В статистич. интеграле (6) интегрирование по колебат. координатам ввиду быстрой сходимости интеграла можно распространить от $-\infty$ до ∞. После этого легко показать, что внутр. энергия линейно зависит от темп-ры, откуда следует приведённое выражение для теплоёмкости. Отметим, что закон равнораспределения верен только в классической С. ф.

Идеальный газ. Простейшим объектом исследования в С. ф. является идеальный газ, т. е. газ настолько разреженный, что можно пренебречь взаимодействием между его молекулами. Энергия такого газа равна просто сумме энергий отд. молекул. В классической С. ф. это означает, что ф-ция распределения распадается на произведение ф-ций распределения для отд. молекул. В дальнейшем для простоты рассматривается одноатомный газ. Энергия атома во внеш. поле с потенциальной энергией $u(r)$ равна $p^2/2m + u(r)$. Интегрируя ф-лу (5) по координатам x_i и импульсам p_i всех атомов, кроме одного, находим число атомов, импульсы к-рых лежат в элементе объёма импульсного пространства dp, а координаты — в элементе объёма dx:

$$dN = C\exp[-(p^2/2m + u(r))/kT]dpdx. \qquad (13)$$

Эту ф-лу называют распределением Максвелла — Больцмана (см. *Больцмана статистика*). Статистич. интеграл (9) идеального классич. газа также распадается на произведение членов, соответствующих отд. атомам. При этом, однако, нужно учесть, что осн. состояние атома может быть вырождено, т. е. g состояний могут иметь одинаковую энергию. Это приведёт к появлению дополнит. множителя g^N в статистич. сумме. Окончательно свободная энергия N атомов газа равна:

$$F = -NkT\ln[(mkT/2\pi\hbar^2)^{3/2}eVg/N],$$

здесь V — объём газа, e — основание натуральных логарифмов. При высоких темп-рах $g = (2J+1)(2L+1)$, где J — величина спина, а L — орбитального момента атома (в единицах $\hbar$). Из выражения для свободной энергии следует, что зависимость давления P идеального газа от плотности числа частиц (N/V) и темп-ры имеет вид: $PV = NkT$. Для внутр. энергии одноатомного газа, его теплоёмкости при пост. объёме и хим. потенциала получим:

$$E = 3NkT/2, \quad c_V = 3k/2,$$

$$\mu = kT\ln[(2\pi\hbar^2/mkT)^{3/2}N/gV].$$

Характерно, что даже для невырожденного (т. е. с достаточной точностью подчиняющегося классич. механике) газа выражения для свободной энергии и хим. потенциала содержат постоянную Планка $\hbar$. Это обусловлено отмеченной ранее связью энтропии с понятием числа квантовых состояний.

В случае двухатомных и многоатомных газов вклад в термодинамич. ф-ции вносят также колебания и вращение молекул.

Неидеальный газ. Важное достижение С. ф.— вычисление поправок к термодинамич. величинам газа, связанных с взаимодействием между его частицами. С этой точки зрения *уравнение состояния* идеального газа является первым членом разложения давления реального газа по степеням плотности числа частиц, поскольку всякий газ при достаточно малой плотности ведёт себя как идеальный. С повышением плотности начинают играть роль поправки к ур-нию состояния, связанные с взаимодействием, так что давление описывается *вириальным разложением*:

$$P = (NkT/V)[1 + B(T)N/V + C(T)(N/V)^2 + \ldots]. \qquad (14)$$

Для нахождения второго в и р и а л ь н о г о к о э ф ф и ц и е н т а $B(T)$ одноатомного газа достаточно считать, что в газе одновремен. взаимодействуют только два атома. Задача сводится в таком случае к вычислению статистич. суммы двух атомов с энергией взаимодействия $u(r)$, в результате

$$B(T) = 2\pi\int_0^\infty [1-\exp(-u/kT)]r^2dr. \qquad (15)$$

По порядку величины B равен r_0^3, где r_0 — характерный размер атома, или, точнее, радиус действия меж-

атомных сил. Это означает, что ряд (14) фактически представляет собой разложение по степеням безразмерного газового параметра $\eta = r_0^3 N/V$.

Плазма. Особый случай неидеального газа представляет собой плазма — частично или полностью ионизов. газ, в к-ром имеются свободные электроны и ионы. При вычислении поправок к термодинамич. ф-циям плазмы существенно, что электроны и ионы взаимодействуют электростатически (по закону Кулона). Кулоновские силы медленно убывают с расстоянием, поэтому интеграл во втором вириальном коэф. ф-лы (15) расходится на больших расстояниях r между частицами. В действительности под влиянием кулоновских сил распределение ионов и электронов в плазме изменяется т. о., что поле каждой частицы экранируется, т. е. быстро убывает на расстоянии, называемом *дебаевским радиусом экранирования* и равном по порядку величины

$$r_D \sim (kTV/e^2N)^{1/2},$$

где N — число электронов, e — заряд электрона. Все частицы, находящиеся внутри сферы дебаевского радиуса, одноврем. принимают участие во взаимодействии, поэтому первая поправка к давлению пропорциональна не $(N/V)^2$, как в обычном газе, а более низкой степени плотности $(N/V)^{3/2}$. Количеств. расчёт основан на том, что частицы распределены в поле выбранного электрона (или иона) согласно распределению Больцмана. В результате ур-ние состояния имеет вид:

$$P = 2NkT/V - (e^3/3)(\pi/kT)^{1/2}(2N/V)^{3/2},$$

если в плазме имеются только однозарядные ионы. Такого же рода поправки возникают и в термодинамич. ф-циях электролитов, в к-рых имеются свободные ионы растворённых веществ.

Жидкости. В отличие от газа, для жидкости связанные с взаимодействием члены в ур-нии состояния не малы. Поэтому свойства жидкости сильно зависят от конкретного характера взаимодействия между её молекулами. В теории жидкости вообще отсутствует малый параметр, к-рый можно было бы использовать для упрощения теории. Невозможно получить к.-л. аналитич. ф-лы для термодинамич. величин жидкости. Одним из способов преодоления этой трудности является изучение системы, состоящей из сравнительно небольшого числа частиц (~неск. тысяч). В этом случае, используя ЭВМ, можно провести прямое решение ур-ний движения частиц и определить таким способом ср. значения всех характеризующих систему величин без дополнит. предположений (см. *Молекулярной динамики метод*). Удаётся исследовать и процесс приближения такой системы к состоянию равновесия. Можно также найти статистич. интеграл для такой системы из небольшого числа частиц, вычисляя на ЭВМ соответствующие интегралы (обычно при этом используют *Монте-Карло метод*). Полученные этими способами результаты имеют, однако, малую точность в приложении к реальным жидкостям из-за малого числа частиц в системе.

Ещё один способ построения теории жидкости основан на использовании ур-ния (12), связывающего двух- и трёхчастичные ф-ции распределения. В теории жидкости это точное соотношение дополняют нек-рыми приближёнными ф-лами, выражающими трёхчастичную ф-цию через двухчастичную. В результате получается ур-ние для двухчастичной ф-ции, к-рое решают численно. Дополнит. соотношения находят на основании правдоподобных физ. соображений, они носят интерполяц. характер, так что основанные на них теории могут претендовать лишь на ограниченную точность. Тем не менее даже такое описание имеет важное значение, поскольку в нём проявляется общность законов С. ф. (см. также *Жидкость*, *Гиперцепное уравнение*, *Перкуса — Йевика уравнение*).

Вырожденные газы. Если понижать темп-ру газа при пост. плотности, начинают проявляться квантовомеханич. эффекты, связанные со свойствами симметрии волновых ф-ций системы тождественных частиц, т. е. газ вырождается. Это вырождение наступает при темп-рах, когда длина волны де Бройля для частиц, движущихся с тепловой скоростью, становится порядка ср. расстояния между ними (см. *Квантовый газ*).

Для частиц с полуцелым спином волновая ф-ция должна менять знак при перестановке любой пары частиц, поэтому в одном квантовом состоянии не может находиться больше одной частицы (*Паули принцип*). Кол-во частиц с целым спином в одном состоянии может быть любым, но требуемая в этом случае неизменность волновой ф-ции при перестановке частиц и здесь приводит к изменению статистич. свойств газа. Частицы с полуцелым спином описываются *Ферми — Дирака статистикой*, их называют фермионами. К фермионам относятся, напр., электроны, протоны, нейтроны, атомы дейтерия, атомы ^{3}He. Частицы с целым спином (бозоны) описываются *Бозе — Эйнштейна статистикой*. К ним относятся, напр., атомы H, ^{4}He, кванты света — фотоны.

Пусть ср. число частиц газа в единице объёма с импульсами, лежащими в интервале dp, есть $n_p g dp/h^3$, так что n_p — число частиц в одной ячейке фазового пространства. Тогда из распределения Гиббса следует, что для идеальных газов фермионов (верхний знак) и бозонов (нижний знак)

$$n_p = [\exp[(\varepsilon - \mu)/kT] \pm 1]^{-1}. \qquad (16)$$

В этой ф-ле $\varepsilon = p^2/2m$ — энергия частицы с импульсом p, μ — хим. потенциал, определяемый из условия постоянства числа частиц N в системе:

$$h^{-3} g \int n_p dp = N/V.$$

Ф-ла (16) переходит в ф-лу распределения Больцмана (13) при $T \gg (N/V)^{2/3}h^2/mk$; величина справа наз. темп-рой вырождения.

В случае фермионов, как и должно быть, $n_p \leqslant 1$, поэтому частицы ферми-газа и при $T = 0$ обладают отличными от нуля импульсами, поскольку в состоянии с нулевым импульсом может находиться только одна частица. Точнее, при $T = 0$ для ферми-газа $n_p = 1$ внутри *ферми-поверхности* — сферы в импульсном пространстве с радиусом $p_0 = \hbar(6\pi^2 N/gV)^{1/3}$; вне этой сферы $n_p = 0$. При конечных, но низких темп-рах n_p меняется от 1 внутри сферы до нуля вне сферы постепенно, причём ширина переходной области $\sim mkT/p_0$. Величина n_p для ферми-газа как ф-ция от энергии ε изображена схематически на рис. 1 ($\varepsilon_0 = p_0^2/2m$). При изменении

Рис. 1. Функция распределения Ферми — Дирака.

темп-ры газа меняется состояние частиц только в этом переходном слое, поэтому теплоёмкость ферми-газа при низких темп-рах пропорциональна T и равна: $c = (g\pi N/6V)^{2/3} mkT/\hbar^2$.

В бозе-газе при $T = 0$ все частицы находятся в состоянии с нулевым импульсом. При достаточно низких темп-рах в состоянии с $p = 0$ находится конечная доля всех частиц; эти частицы образуют т. н. бозе-эйнштейновский конденсат. Остальные частицы находятся в состояниях с $p \neq 0$, причём их число определяется ф-лой (16) с $\mu = 0$. При темп-ре $T_c = (N/gV)^{2/3} 3,3\hbar^2/mk$ в бозе-газе происходит *фазовый переход*. Доля частиц с нулевым импульсом обращается в нуль, *Бозе — Эйнштейна конденсация* исчезает. Схематически ф-ции

распределения Максвелла, Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна (при $T > T_c$) изображены на рис. 2.

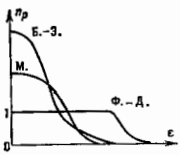


Рис. 2. Сравнение функций распределения Максвелла (М.), Ферми — Дирака (Ф.— Д.) и Бозе — Эйнштейна (Б.— Э.).

Особым случаем применения статистики Бозе — Эйнштейна является равновесное эл.-маги. излучение, к-рое можно рассматривать как газ, состоящий из фотонов. Энергия фотона связана с его импульсом соотношением $\varepsilon = pc$, где c — скорость света в вакууме. Число фотонов не является заданной величиной, а само определяется из условия термодинамич. равновесия, поэтому их распределение по импульсам даётся ф-лой (16) с $\mu = 0$ (причём $\varepsilon = pc$). Т. о. получается ф-ла Планка для спектра равновесного (чёрного) излучения (см. *Планка закон излучения*).

Квазичастицы. Вблизи абс. нуля темп-р гл. вклад в статистич. сумму вносят слабовозбуждённые квантовые состояния, близкие по энергии к основному. Вычисление энергии осн. состояния является чисто квантовомеханич. задачей, предметом *квантовой теории многих частиц*. Тепловое движение в таких условиях можно описать как появление в системе слабовзаимодействующих *квазичастиц* (элементарных возбуждений), обладающих энергией ε и импульсом (в кристаллах — квазиимпульсом) p. Зная зависимость $\varepsilon(p)$, можно вычислить зависящую от темп-ры часть термодинамич. ф-ций по ф-лам для идеального ферми- или бозе-газа в зависимости от статистики квазичастиц. Особенно важно, что бозевские квазичастицы с малыми p можно рассматривать как кванты длинноволновых колебаний, описываемых макроскопич. ур-ниями. Так, в кристаллах (и бозе-жидкостях) существуют фононы (кванты звука), в магнетиках — магноны (кванты колебаний маги. момента).

Особые типы квазичастиц существуют в двумерных и одномерных системах. В плоской кристаллич. плёнке их роль играют дислокации, в плёнках Не — вихревые нити, в полимерных нитях—солитоны и доменные стенки. В трёхмерных телах эти объекты имеют большую энергию и не вносят вклада в термодинамич. ф-ции.

Неидеальные вырожденные газы. Исследование свойств таких газов при условии малости газового параметра η представляет существ. интерес. В фермиевском газе поправка к энергии осн. состояния оказывается $\sim\eta^{1/3}$. Спектр квазичастиц в случае газа с отталкиванием между частицами совпадает (с точностью до поправок $\sim\eta^{2/3}$) со спектром свободных частиц. В спектре газа с притяжением между частицами возникает экспоненциально малая (по параметру $\eta^{1/3}$) щель, что связано со *сверхтекучестью* (см. также *Сверхпроводимость*), и появляется фононная ветвь. Энергия осн. состояния, равная нулю у идеального бозе-газа, составляет $\sim(N/V)^2\eta^{1/3}N\hbar^2/m$ для неидеального. Спектр квазичастиц при малых p является фононным, а при больших p переходит в спектр свободных частиц (см. также *Квантовая жидкость*).

Кристаллическая решётка. Атомы в решётке совершают малые колебания около своих положений равновесия. Это означает, что их тепловое движение можно рассматривать как совокупность квазичастиц (фононов) при всех (а не только низких) темп-рах (см. *Колебания кристаллической решётки*). Распределение фононов, как и фотонов, даётся ф-лой (16) с $\mu = 0$. При низких темп-рах существенны лишь длинноволновые фононы, к-рые представляют собой кванты звуковых волн, описываемых ур-ниями теории упругости. Зависимость $\varepsilon(p)$ для них линейна, поэтому теплоёмкость кристаллич. решётки пропорциональна T^3. При высоких темп-рах можно пользоваться законом равнораспределения энергии по степеням свободы, так что теплоёмкость не зависит от темп-ры и равна $3Nk$, где N — число атомов в кристалле. Зависимость $\varepsilon(p)$ при произвольных p можно определить из опытов по неупругому рассеянию нейтронов в кристалле или вычислить теоретически, задавая значения «силовых констант», определяющих взаимодействие атомов в решётках. Новые проблемы встали перед С. ф. в связи с открытием т. н. квазипериодич. кристаллов, молекулы к-рых расположены в пространстве непериодически, но в нек-ром порядке (см. *Квазикристалл*).

Металлы. В металлах вклад в термодинамич. ф-ции дают также электроны проводимости. Состояние электрона в металле характеризуется квазиимпульсом, и т. к. электроны подчиняются статистике Ферми — Дирака, их распределение по квазиимпульсам даётся ф-лой (16). Поэтому теплоёмкость электронного газа, а следовательно, и всего металла при достаточно низких темп-рах пропорциональна T. Отличие от ферми-газа свободных частиц состоит в том, что ферми-поверхность уже не является сферой, а представляет собой нек-рую сложную поверхность в пространстве квазиимпульсов. Форму поверхности Ферми, равно как и зависимость энергии от квазиимпульса вблизи этой поверхности, можно определять экспериментально, гл. обр. исследуя маги. свойства металлов, а также рассчитывать теоретически, используя т. н. модель псевдопотенциала. В сверхпроводниках возбуждённые состояния электрона отделены от ферми-поверхности щелью, что приводит к экспоненц. зависимости электронной теплоёмкости от темп-ры. В ферромаги. и антиферромагн. веществах вклад в термодинамич. ф-ции дают также колебания маги. моментов (спиновые волны).

В диэлектриках и полупроводниках при $T = 0$ свободные электроны отсутствуют. При конечных темп-рах в них появляются заряж. квазичастицы: электроны с отрицат. зарядом и «дырки» с положит. зарядом. Электрон и дырка могут образовать связанное состояние — квазичастицу, называемую *экситоном*. Др. тип экситона представляет собой возбуждённое состояние атома диэлектрика, перемещающееся в кристаллич. решётке.

Методы квантовой теории поля в статистической физике. При решении задач квантовой С. ф., прежде всего при исследовании свойств квантовых жидкостей, электронов в металлах и магнетиках, важное значение имеют методы квантовой теории поля, введённые в С. ф. сравнительно недавно. Осн. роль в этих методах играет *Грина функция* макроскопич. системы, аналогичная ф-ции Грина в квантовой теории поля. Она зависит от энергии ε и импульса p, закон дисперсии квазичастиц $\varepsilon(p)$ определяется из ур-ния $[G(\varepsilon,p)]^{-1} = 0$, т. к. энергия квазичастицы является полюсом ф-ции Грина. Существует регулярный метод вычисления ф-ций Грина в виде ряда по степеням энергии взаимодействия между частицами. Каждый член этого ряда содержит многократные интегралы по энергиям и импульсам от ф-ций Грина невзаимодействующих частиц и может быть изображён графически в виде диаграмм, аналогичных *Фейнмана диаграммам* в квантовой электродинамике. Каждая из этих диаграмм имеет определ. физ. смысл, что позволяет отделить в бесконечном ряду члены, ответственные за интересующее явление, и просуммировать их. Существует также диаграммная техника для вычисления температурных ф-ций Грина, позволяющих находить термодинамич. величины непосредственно, без введения квазичастиц. В этой технике гриновские ф-ции зависят (вместо энергии) от нек-рых дискретных частот ω_n и интегралы по энергиям заменяются на сумму по этим частотам.

Фазовые переходы. При непрерывном изменении внеш. параметров (напр., давления или темп-ры) свойства системы могут при нек-рых значениях параметров измениться скачкообразно, т. е. происходит фазовый переход. Фазовые переходы делятся на переходы 1-го рода, сопровождающиеся выделением скрытой теплоты перехода и скачкообразным изменением объёма (напр., плавление), и переходы 2-го рода, в к-рых скрытая теплота и скачок объёма отсутствуют, а имеется скачок теплоёмкости (напр., переход в сверхпроводящее состояние). При переходе 2-го рода меняется симметрия тела. Это изменение количественно характеризуется *параметром порядка*, отличным от нуля в одной из фаз и обращающимся в нуль в точке перехода. Статистич. теория фазоаых переходов составляет важную, по ещё далёкую от завершения область С. ф. Наиб. трудность для теоретич. исследования представляют при этом свойства вещества вблизи *критической точки* фазового перехода 1-го рода и в непосредств. близости линии фазового перехода 2-го рода. (На нек-ром расстоянии от этой линии переход 2-го рода описывается *Ландау теорией*.) Здесь аномально возрастают флуктуации, и рассмотренные выше приближённые методы С. ф. неприменимы. Поэтому важную роль играют *точно решаемые модели*, в к-рых есть переходы (см. *Двумерные решёточные модели*). Существ. продвижение в построении флуктуац. теории фазовых переходов достигнуто методом *эпсилон-разложения*. В нём переход исследуется в воображаемом пространстве с числом измерений (4 — ε), а результаты экстраполируются к ε = 1, т. е. реальному пространству трёх измерений. В двумерных системах возможны своеобразные фазовые переходы, когда при нек-рой темп-ре появляются дислокации или вихревые нити. Параметр порядка в точке перехода обращается в нуль скачком, а теплоёмкость непрерывна.

Неупорядоченные системы. Своеобразное место в С. ф. занимают *стёкла* — твёрдые тела, атомы к-рых расположены беспорядочно даже при абс. нуле темп-р. Строго говоря, такое состояние является неравновесным, но с чрезвычайно большим временем релаксации, так что неравновесность фактически не проявляется. Теплоёмкость стёкол при низких темп-рах линейно зависит от T. Это следует из выражения для Z в виде (8). При $T \to 0$ зависимость от T определяется поведением $g(E)$ при малых E. Но для *неупорядоченных систем* значение $E = 0$ ничем не выделено, так что $g(0)$ конечно, $Z = A + g(0)T$ и $c \sim T$. Интересной особенностью стёкол является зависимость наблюдаемых значений теплоёмкости от времени измерения. Это объясняется тем, что уровни энергии с малыми E связаны с квантовым туннелированием атомов через высокий потенциальный барьер, требующим большого времени. Интересны свойства *спиновых стёкол* — систем беспорядочно расположенных атомов, имеющих магн. моменты.

Статистическая физика неравновесных процессов. Всё большее значение приобретает *кинетика физическая* — раздел С. ф., в к-ром изучают процессы в системах, находящихся в неравновесных состояниях. Здесь возможны две постановки вопроса: можно рассматривать систему в нек-ром неравновесном состоянии и следить за её переходом в состояние равновесия; можно рассматривать систему, неравновесное состояние к-рой поддерживается внеш. условиями, напр. тело, в к-ром задан градиент темп-ры, протекает электрич. ток и т. п., или тело, находящееся в перем. внеш. поле.

Если отклонение от равновесия мало, неравновесные свойства системы описываются т. н. *кинетическими коэффициентами*. Примерами таких коэф. являются коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии, электропроводность металлов и т. п. Эти величины удовлетворяют принципу симметрии кинетич. коэффициентов, выражающему симметрию ур-ний механики относительно изменения знака времени (см. *Онсагера теорема*).

Более общим понятием является *обобщённая восприимчивость*, описывающая изменение $\delta\bar{x}$ ср. значения нек-рой физ. величины x под действием малой «обобщённой силы» f, к-рая входит в гамильтониан системы в виде $-f\hat{x}$, где $\hat{x}$ — квантовомеханич. оператор, соответствующий x. Если f зависит от времени как $\exp(-i\omega t)$, изменение $\delta\bar{x}$ можно записать в виде $\delta\bar{x} = \alpha(\omega)f$. Комплексная величина $\alpha(\omega)$ и есть обобщённая восприимчивость, она описывает поведение системы по отношению к внеш. воздействию. С др. стороны, она определяет и релаксац. свойства: при $t \to \infty$ величина $\bar{x}$ релаксирует к своему равновесному значению по закону $\exp(-\gamma t)$, где γ — расстояние от существенной оси до ближайшей к ней особенности ф-ции $\alpha(\omega)$ в нижней полуплоскости комплексной переменной ω. К числу задач С. ф. неравновесных процессов относится и исследование зависимости флуктуаций от времени. Эта зависимость описывается временно́й корреляц. ф-цией $\varphi(t)$, в к-рой усредняются флуктуации величины x, взятые в разл. моменты времени t:

$$\varphi(t_1-t_2)=\overline{\Delta x(t_1)\Delta x(t_2)},$$

$\varphi(t)$ является чётной ф-цией своего аргумента. В классической С. ф. существует связь между $\varphi(t)$ и законом релаксации величины $\bar{x}$. Если релаксация описывается нек-рым линейным дифференц. ур-нием для отклонения $\bar{x}$ от равновесного значения, то тому же ур-нию удовлетворяет и $\varphi(t)$ при $t > 0$.

Соотношение между $\varphi(t)$ и $\alpha(\omega)$ устанавливает *флуктуационно-диссипативная теорема*. Теорема утверждает, что фурье-образ корреляц. ф-ции

$$\varphi_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t)\exp(i\omega t)dt$$

выражается через $\alpha(\omega)$ следующим образом:

$$\varphi_\omega = \hbar \operatorname{cth}(\hbar\omega/2kT)\,\operatorname{Im}\alpha(\omega). \qquad (17)$$

Частным случаем (17) является *Найквиста формула*.

Описание сильно неравновесных состояний, а также вычисление кинетич. коэф. производятся с помощью *кинетического уравнения Больцмана*. Это ур-ние представляет собой интегродифференц. ур-ние для одночастичной ф-ции распределения (в квантовом случае — для одночастичной матрицы плотности, или статистич. оператора). Оно содержит члены двух типов. Одни описывают изменение ф-ции распределения при движении частиц во внеш. полях, другие — при столкновениях частиц. Именно столкновения приводят к возрастанию энтропии неравновесной системы, т. е. к релаксации. Замкнутое, т. е. не содержащее др. величин кинетич. ур-ние, невозможно получить в общем виде. При его выводе необходимо использовать малые параметры, имеющиеся в данной конкретной задаче. Важнейшим примером является кинетич. ур-ние, описывающее установление равновесия в газе за счёт столкновений между молекулами. Оно справедливо для достаточно разреженных газов, когда длина свободного пробега велика по сравнению с расстояниями между молекулами. Конкретный вид этого ур-ния зависит от эфф. сечения рассеяния молекул друг на друге. Если это сечение известно, ур-ние можно решать, разлагая искомую ф-цию по ортогональным полиномам. Таким способом можно вычислить кинетич. коэф. газа, исходя из известных законов взаимодействия между молекулами. Кинетич. ур-ние учитывает только парные столкновения между молекулами и описывает только первый неисчезающий член разложения этих коэф. по плотности газа. Удалось найти и более точное ур-ние, учитывающее также тройные столкновения, что позволило вычислить следующий член разложения.

Особую проблему представляет вывод кинетич. ур-ния для плазмы. Из-за медленного убывания кулоновских сил с расстоянием даже при рассмотрении парных столкновений существенно экранирование этих сил остальными частицами. Неравновесные состояния твёрдых тел и квантовых жидкостей можно при низких темп-рах рассматривать как неравновесные состояния газа соответствующих квазичастиц. Поэтому кинетич. процессы в таких системах описываются кинетич. ур-ниями для квазичастиц, учитывающими столкновения между ними и процессы их взаимного превращения. Новые возможности открыло применение в физ. кинетике методов квантовой теории поля. Кинетич. коэф. системы можно выразить через её ф-цию Грина, для к-рой существует общий способ вычисления с помощью диаграмм. Это позволяет в ряде случаев получить кинетич. коэф. без явного использования кинетич. ур-ния и исследовать неравновесные свойства системы даже в тех случаях, когда не выполняются условия его применимости.

Основные вехи развития статистической физики. С. ф. целиком основана на представлениях об атомном строении материи. Поэтому нач. период развития С. ф. совпадает с развитием атомистич. представлений. Развитие С. ф. как раздела теоретич. физики началось в сер. 19 в. В 1859 Дж. Максвелл (J. Maxwell) определил ф-цию распределения молекул газа по скоростям. В 1860—70 Р. Клаузиус (R. Clausius) ввёл понятие длины свободного пробега и связал её с вязкостью и теплопроводностью газа. Примерно в то же время Л. Больцман (L. Boltzmann) обобщил распределение Максвелла на случай, когда газ находится во внеш. поле, доказал теорему о равнораспределении энергии по степеням свободы, вывел кинетич. ур-ние, дал статистич. истолкование энтропии и показал, что закон её возрастания является следствием кинетич. ур-ния. Построение классической С. ф. было завершено к 1902 в работах Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs). Теория флуктуаций была развита в 1905—06 в работах М. Смолуховского (M. Smoluchowski) и А. Эйнштейна (A. Einstein). В 1900 М. Планк (M. Planck) вывел закон распределения энергии в спектре излучения чёрного тела, положив начало развитию как квантовой механики, так и квантовой С. ф. В 1924 Ш. Бозе (Sh. Bose) нашёл распределение по импульсам световых квантов и связал его с распределением Планка. Эйнштейн обобщил распределение Бозе на газы с заданным числом частиц. Э. Ферми (E. Fermi) в 1925 получил ф-цию распределения частиц, подчиняющихся принципу Паули, а П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) установил связь этого распределения и распределения Бозе — Эйнштейна с матем. аппаратом квантовой механики. Дальнейшее развитие С. ф. в 20 в. шло под знаком приложения её осн. принципов к исследованию конкретных проблем.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; Сканн В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971; Физика простых жидкостей. Сб., пер. с англ., М., 1971; Ансельм А. И., Основы статистической физики и термодинамики, М., 1973; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; их же, Физическая кинетика, М., 1979; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избранные труды по статистической физике, М., 1979; Гиббс Дж. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Больцман Л., Избранные труды, пер. с нем., франц., М., 1984.

Л. П. Питаевский.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ АНСА́МБЛЬ — совокупность очень большого (в пределе бесконечного) числа одинаковых физ. систем мн. частиц («копий» данной системы), находящихся в одинаковых макроскопич. состояниях. При этом макроскопич. состояния систем, составляющих С. а., могут различаться, но совокупность их должна отвечать заданным значениям макроскопич. параметров с точностью до пренебрежимо малых флуктуаций. С. а.— одно из осн. понятий *статистической физики*, оно позволяет применять методы теории вероятностей для решения физ. задач, напр. для вычисления термодинамич. ф-ций. С. а. описывается *функциями распределения* частиц по координатам и импульсам в случае классич. механики или статистич. операторами (*матрицами плотности*) в случае квантовой механики.

Примеры С. а.: энергетически изолированные системы частиц при заданной полной энергии (микроканонич. ансамбль), системы частиц в контакте с термостатом заданной темп-ры (каноничн. ансамбль), системы частиц в контакте с термостатом и резервуаром частиц (большой каноничн. ансамбль). Идея С. а. применима также к неравновесным системам. В этом случае макроскопич. состояние можно описывать пространственно неоднородными и зависящими от времени параметрами (см. *Грина — Кубо формулы*).

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ ВЕС. 1) С. в. в *квантовой механике* — кратность вырождения уровня энергии. 2) С. в. в *термодинамике* и *статистической физике* — число способов, к-рыми может быть реализовано данное макроскопич. состояние системы. Термодинамически равновесное макроскопич. состояние системы характеризуется определ. значениями полной энергии $\mathscr{E}$, полного числа частиц N и объёма системы. Микроскопич. состояние системы соответствует заданному распределению её частиц по возможным классич. или квантовым состояниям. С. в. Γ равен числу микроскопич. состояний, реализующих данное макроскопич. состояние, поэтому $\Gamma \geqslant 1$. Иногда С. в. наз. *термодинамической вероятностью*.

В случае непрерывного спектра энергии под С. в. понимают число квантовых состояний в данном интервале значений энергии. При переходе от квантовой к классич. теории (квазиклассич. приближение) устанавливают связь между Γ и величиной фазового объёма системы, соответствующего данному интервалу энергии. С. в. наз. величину фазового объёма в единицах h^s, где s — число степеней свободы данной системы. Величине h соответствует мин. фазовый объём для системы с одной степенью свободы в квазиклассич. приближении. Аналитически С. в. можно найти лишь для модельных систем, для реальных систем его можно оценить по величине *статистической суммы*.

С. в. связан с *энтропией* S системы соотношением Больцмана $S = k\ln\Gamma$. При фиксиров. значениях $\mathscr{E}$ и N С. в. имеет макс. величину для равновесного состояния. При расчёте С. в. существенно, считаются ли одинаковые частицы различимы или нет, поэтому в квантовой и классич. теориях получаются разл. значения С. в. Из условия максимума С. в. впервые были получены квантовые распределения Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна.

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ ИНТЕГРА́Л — величина, обратная нормирующему множителю в *каноническом распределении Гиббса* в статистич. физике классич. систем и равная интегралу по всем фазовым переменным p, q системы:

$$Z=(N!h^{3N})^{-1}\int dpdq\exp\left[-H(p,q)/kT\right],$$

где $H(p,q)$ — *Гамильтона функция* системы, N — число частиц, T — абс. темп-ра. Для системы N частиц (без внутр. степеней свободы), взаимодействующих с парным потенциалом $\Phi(|q_i-q_j|)$, ф-ция Гамильтона (полная энергия как ф-ция координат и импульсов всех частиц)

$$H(p,q)=\sum_{i=1}^{N}p_i^2/2m+\sum_{i<j}^{N}\Phi(|q_i-q_j|),$$

$dpdq = dp_1dq_1 \ldots dp_Ndq_N$ — элемент объёма фазового пространства, множитель $1/N!$ связан с тождественностью частиц, множитель h^{-3N} связан с тем, что наим. размер ячейки в фазовом пространстве равен h, если рассматривать С. и. как предел *статистической суммы* при переходе от квантовой механики к классической. С. и. нав. также интегралом состояний.

С. и. связаны со свободной энергией системы (*Гельмгольца энергией*) соотношением $F = -kT\ln Z$, к-рое является одним из основных в статистич. физике, т. к. позволяет вычислить F как ф-цию темп-ры, объёма и числа частиц а зависимости от закона взаимодействия между частицами, а следовательно вычислить и др. *потенциалы термодинамические*.

Интегрирование по импульсам в С. и. легко выполняется, в результате С. и. сводится к конфигурационному интегралу по $3N$ координатам:

$$Z=(V^N/N!\Lambda^{3N})\int dq \exp\left\{-\sum_{i<j}\Phi(|q_i-q_j|)/kT\right\},$$

где $\Lambda = h(2\pi mkT)^{-1/2}$ — длина волны де Бройля, соответствующая энергии kT. Для идеального газа $Z = V^N/N!\Lambda^{3N}$. В квантовой механике координаты и импульсы являются некоммутирующими операторами и подобное упрощение статистич. суммы невозможно. Вычисление С. и.— одна из осн. задач статистич. физики классич. систем (см., напр., *Вириальное разложение*).

Лит.: Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 8; Хилл Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960, гл. 5; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983.

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ — определяющие правила, согласно к-рым по результатам наблюдений принимается решение в задаче *статистической проверки гипотез*. С. к. строятся следующим образом. Выбирается проверочная статистика $X(x|H_0)$ — ф-ция данных наблюдений x и проверяемой гипотезы H_0. Пространство Ω всех возможных значений X разбивается на две области — критическую ω и допустимую $\Omega - \omega$. Если реализовавшееся в эксперименте значение проверочной статистики X попадает в критич. область ω, то гипотеза H_0 отвергается, в противном случае гипотеза H_0 считается непротиворечащей результатам эксперимента и принимается. Размер критич. области ω выбирается таким, чтобы вероятность отвергнуть гипотезу, когда она верна, т. е. величина $\alpha = P(X \in \omega|H_0)$, была бы малой. Величину α наз. уровнем значимости данного критерия или ошибкой 1-го рода.

В тех случаях, когда есть только одна гипотеза H_0, т. е. стоит задача подтверждения или опровержения H_0, используемые критерии наз. критериями согласия. Для данных, сгруппированных в *гистограмму*, наиб. популярными являются следующие два критерия.

χ^2 — критерий Пирсона. Как известно, ф-ция плотности вероятности мультиномиального *распределения*, к-рому подчиняются числа событий в бинах (каналах) гистограммы, в асимптотике по числу событий сходится к ф-ции плотности вероятности нормального распределения. Это позволяет показать, что статистика

$$X(n|H_0)=\sum_{i=1}^{k}(n_i-Np_i)^2/Np_i, \qquad (1)$$

где n_i — число событий в i-м бине гистограммы, k — число бинов, N — полное число событий, p_i — вероятность попадания события в i-й бин, согласно гипотезе H_0, распределена по χ^2-распределению с $k-1$ степенями свободы. Выбирая (1) в качестве проверочной статистики и критич. область $X_c \leqslant X < \infty$, получаем χ^2-критерий Пирсона с уровнем значимости

$$\alpha=\int_{X_c}^{\infty}dX P_{\chi^2}(X).$$

Критерий серий использует информацию о знаках разностей $n_i - Np_i$, к-рая теряется в χ^2-критерии. Если гипотеза H_0 полностью определена (простая гипотеза), то критерий серий не зависит от χ^2-критерия для той же самой гистограммы и несёт независимую дополнит. информацию. Назовём серией последовательность отклонений $n_i - Np_i$ одного знака. Если гипотеза H_0 верна, то оба вида знаков отклонений равновероятны. Это позволяет вычислить распределение вероятности для числа серий R. Выбирая в качестве проверочной статистики величину R и в качестве критич. области $R \leqslant R_c$ при $P(R \leqslant R_c) = \alpha$, получим критерий серий с уровнем значимости α.

Более эфф. критериями проверки гипотезы H_0 являются критерии, предложенные Н. В. Смирновым и А. Н. Колмогоровым. Они используют в качестве проверочных статистик разл. «расстояния» между экспериментальной (выборочной) ф-цией распределения

$$F_N(x)=\begin{cases}0, & x<x_1\\ n/N, & x_n\leqslant x<x_{n+1}\\ 1, & x\geqslant x_N\end{cases}$$

и ф-цией распределения $F_0(x)$, отвечающей гипотезе H_0.

Критерий Смирнова — Крамера — Мизеса в качестве проверочной статистики использует ф-цию

$$NW^2=N\int dx[F_N(x)-F_0(x)]^2f(x),$$

где $f(x)$ — плотность ф-ции распределения $F_0(x)$. Н. В. Смирновым вычислена плотность распределения вероятности величины NW^2 в асимптотич. пределе $N \to \infty$.

Критерий Колмогорова использует в качестве проверочной статистики ф-цию

$$\sqrt{N}\,D_N=\sqrt{N}\max|F_N(x)-F_0(x)|,$$

асимптотич. распределение к-рой было получено Колмогоровым. Численные значения ф-ций распределения NW^2 и $\sqrt{N}D_N$ можно найти в [1]. Др. критерии проверки гипотезы H_0 можно найти в [1—3].

Пусть теперь кроме гипотезы H_0 есть альтернативная простая гипотеза H_1 и стоит задача выбора одной из них на основании вектора измерений x. В этом случае вводится величина, называемая мощностью критерия, к-рая определяется как вероятность $1-\beta$ попадания X в критич. область ω, когда верна гипотеза H_1, т. е. $1-\beta = P(X \in \omega|H_1)$. Мощность прямо связана с вероятностью принятия ложной гипотезы (ошибка 2-го рода): $\beta = P(X \in \Omega - \omega|H_1)$. Мощность позволяет сравнивать критерии между собой: наилучшим критерием для сравнения H_0 и H_1 с данным уровнем значимости α служит критерий с макс. мощностью. Задачу поиска наиб. мощного критерия можно свести к задаче нахождения наилучшей критич. области в X-пространстве. Решением последней задачи является критерий Неймана — Пирсона: если $l_N(x|H_0,H_1) > C_\alpha$, то принимается H_1; если $l_N(x|H_0,H_1) \leqslant C_\alpha$, то принимается H_0. Здесь $l_N(x|H_0,H_1) = f_N(x|H_1)/f_N(x|H_0)$ — отношение правдоподобия, $f_N(x|H_i)$ — ф-ция плотности вероятности x, если справедлива гипотеза H_i, а C_α выбрано таким образом, чтобы выполнялось условие $\int_\omega dx f_N(x|H_0) = \alpha$. Область ω состоит из тех точек пространства Ω, в к-рых $l_N(x|H_0,H_1)$ принимает наиб. значения.

Критерий наз. состоятельным, если

$$\lim_{N\to\infty}P(x\in\omega|H_1)=1,$$

т. е. если критерий с ростом числа наблюдений всё

лучше разделяет гипотезы. Критерий наз. несмещённым, если для любой альтернативной гипотезы H_1 критич. область выбрана так, что $P(x \in \omega \mid H_1) \geqslant \alpha$.

Если гипотеза H_0 или H_1 (или обе) не являются полностью определёнными (сложные гипотезы), то не существует оптим. метода конструирования наилучшего критерия. На практике в качестве проверочной статистики обычно используется отношение максимумов правдоподобия [2].

Лит.: 1) Большев Л. Н., Смирнов Н. В., Таблицы математической статистики, 3 изд., М., 1983; 2) Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; 3) Кендалл М., Стьюарт А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973.

В. П. Живунов, С. В. Клименко.

СТАТИСТИ́ЧЕСКИЙ ОПЕРА́ТОР (матрица плотности) — оператор, с помощью к-рого можно вычислить ср. значение любой физ. величины в квантовой механике и квантовой статистич. физике. С. о. описывает состояние системы, не основанное на полном (в смысле квантовой механики) наборе данных о системе (*смешанное состояние*). Подробнее см. *Матрица плотности.*

СТАТИСТИ́ЧЕСКОЕ ОЦЕ́НИВАНИЕ — один из осн. разделов матем. статистики, посвящённый оцениванию параметров теоретич. моделей по косвенным измерениям или *распределений* случайной величины x по наблюдению её реализаций. Если предполагается, что распределение является элементом параметрич. семейства $p(x|a)$, то возникает задача параметрического оценивания. Когда вид распределения неизвестен, говорят о задаче непараметрического оценивания. При параметрич. оценивании различают два подхода: точечное оценивание и *интервальное оценивание.*

Точечное оценивание. Пусть распределение случайной величины x — заданная ф-ция $p(x|a)$ с неизвестными параметрами a, а $x = (x_1, x_2, \ldots, x_N)$ — вектор возможных значений x. Точечное оценивание заключается в выборе ф-ции $\hat{a}_N = \hat{a}(x)$, значение к-рой при заданном x можно использовать вместо параметра a в качестве его приближённого значения. Ф-цию $\hat{a}(x)$ наз. оценкой параметра a, принцип выбора ф-ции — методом оценивания. Очевидно, что можно предложить много оценок, поэтому необходимо изучить следующие осн. свойства оценок.

Состоятельность. При увеличении объёма N наблюдений (измерений) оценка должна приближаться к истинному значению параметра. Оценку $\hat{a}_N$ называют состоятельной по вероятности, если для любых $\varepsilon, \eta > 0$ существует такое N, что вероятность реализации неравенства $|\hat{a}_N - a| > \varepsilon$ будет меньше η. Примером состоятельной оценки служит выборочное среднее $\hat{x} = (x_1 + x_2 + \ldots + x_N)/N$, к-рое является оценкой ср. значения величины $\bar{x} = \int dx x p(x)$, если ф-ция плотности вероятности $p(x)$ имеет конечную *дисперсию.*

Смещение. Под смещением оценки $\hat{a}_N$ принято понимать отклонение её ср. значения $\overline{\hat{a}_N(x)}$ от истинного значения a: $b_N(\hat{a}_N) = \overline{\hat{a}}_N - a$. Оценку $\hat{a}_N$ наз. несмещённой, если при любых N и a имеем $b_N(\hat{a}_N) = 0$, или $\overline{\hat{a}}_N = a$. Несмещённая оценка обычно предпочтительнее смещённой, т. к. смещение является систематич. ошибкой в оценке, к-рая зависит от истинного значения параметра a и поэтому редко поддаётся вычислению. Выборочное среднее является несмещённой оценкой, тогда как выборочная дисперсия $\hat{\sigma}^2 = \sum_n (x_n - \hat{x})^2/N$ является смещённой оценкой дисперсии σ^2.

Эффективность. Простейшей характеристикой точности оценки является ср. значение квадрата её расстояния от истинного значения:

$$\overline{d^2(\hat{a}_N)} = \mathbf{M}\{(\hat{a}_N - a)^2\} = \mathbf{D}(\hat{a}_N) + b_N^2,$$

где $\mathbf{D}(\hat{a}_N)$ — дисперсия оценки $\hat{a}_N$, равная

$$\mathbf{D}(a_N) = \mathbf{M}\{[\hat{a}_N - \mathbf{M}(\hat{a}_N)]^2\}.$$

Дисперсия характеризует «ширину» распределения, т. е. «шумовую» составляющую ошибки $d^2(\hat{a}_N)$ оценки $\hat{a}_N$. Поэтому в классе оценок с данным смещением b_N предпочтительнее оценка с мин. дисперсией. Справедливо неравенство Крамера — Рао:

$$\mathbf{D}(\hat{a}_N) \geqslant [1 + db/da]^2/I_{\hat{a}_N}(a) \geqslant [1 + db/da]^2/I_x(a), \quad (1)$$

к-рое и определяет максимально достижимую точность (в смысле $d^2(\hat{a}_N)$ в классе оценок с данным смещением b_N по выборке x. Величину

$$I_{\hat{a}_N}(a) = \mathbf{M}\left\{\left(\frac{\partial \ln q}{\partial a}\right)^2\right\} = -\mathbf{M}\left\{\frac{\partial^2 \ln q}{\partial a^2}\right\},$$

где $q(\hat{a}_N|a)$ — ф-ция плотности распределения $\hat{a}_N$, называют количеством информации по Р. Фишеру (R. Fisher) о параметре a в оценке $\hat{a}_N(x)$. Величину

$$I_x(a) = \mathbf{M}\left\{\left(\frac{\partial \ln L}{\partial a}\right)^2\right\} = -\mathbf{M}\left\{\frac{\partial^2 \ln L}{\partial a^2}\right\}, \quad (2)$$

где $L(a|x) = \prod_n p(x_n|a)$ — ф-ция правдоподобия, а $p(x|a)$ — плотность ф-ции распределения x, называют количеством информации по Р. Фишеру о параметре в выборке x. В классе несмещённых оценок

$$\mathbf{D}(\hat{a}_N) \geqslant 1/I_{\hat{a}_N}(a) \geqslant 1/I_x(a) \quad (3)$$

и информац. смысл величин $I_{\hat{a}_N}(a)$ и $I_x(a)$ становится очевидным: их значение определяет минимально достижимое расстояние $\hat{a}_N(x)$ от a. Первое неравенство в (1), (3) превращается в равенство лишь тогда, когда ф-ция плотности распределения оценки имеет экспоненц. форму:

$$q(\hat{a}|a) = \exp[A(\hat{a})a + B(\hat{a}) + C(a)]. \quad (4)$$

Если

$$I_{\hat{a}_N}(a) = I_x(a), \quad (5)$$

то и второе неравенство в (1), (3) превращается в равенство. Такую оценку называют эффективной в смысле Крамера — Рао. Оценку, для к-рой выполняется равенство (5), т. е. такую, в к-рой количество информации о параметре a такое же, как в самой выборке x, называют достаточной статистикой. Условием существования достаточной статистики $\hat{a}(x)$ является факторизация ф-ции правдоподобия: $L(a \mid x) = g(a, \hat{a})h(\hat{a}, x)$. Неравенство Крамера — Рао полезно тем, что позволяет ещё на стадии *планирования эксперимента* оценить максимально достижимую точность «измерения» параметров изучаемых распределений.

Требования (3) и (4) являются достаточно жёсткими, поэтому при конечных N эфф. оценки редки. В связи с этим рассматривают поведение $\mathbf{D}(\hat{a}_N)$ при $N \to \infty$ и наз. оценку асимптотически эффективной, если при $N \to \infty$ $\mathbf{D}(\hat{a}_N) I_x(a) \to 1$. Заметим, что асимптотич. несмещённость следует из состоятельности оценки. Рассмотрим наиб. общие и распространённые методы получения точечных оценок.

Метод максимума правдоподобия (подробнее см. *Максимального правдоподобия метод*).

В этом методе вероятность реализации вектора наблюдений x, $P(x|a) = \prod_n p(x_n|a)$, после подстановки в неё реализовавшихся значений x рассматривают как ф-цию параметров a и называют ф-цией правдоподобия: $L(a|x) = P(x|a)$. В качестве оценки в методе макс. правдоподобия для вектора параметров a берут то значение $\hat{a}$, к-рое соответствует макс. значению ф-ции правдоподобия. При нек-рых общих предположениях оценки в методе макс. правдоподобия состоятельны, асимптотически эффективны и асимптотически нормально распределены. При конечных N оценка в методе макс. правдоподобия имеет оптим. свойства только в том случае, когда существует достаточная статистика.

Метод наименьших квадратов (подробнее см. *Наименьших квадратов метод*). В этом методе в качестве оценки вектора параметров a берут то значение $\hat{a}$, к-рое соответствует минимуму квадратичной формы.

$$\Phi = \sum_{n,m} [x_n - \bar{x}_n(a)] D^{-1}_{nm} [x_m - \bar{x}_m(a),$$

где D — матрица ошибок измерений x_n. При нек-рых общих предположениях оценка в методе наим. квадратов состоятельна и асимптотически нормально распределена, но не является асимптотически эффективной. Если $\bar{x}_n$ — линейные ф-ции параметров a, то в классе линейных несмещённых оценок оценки $\hat{a}_i$ в методе наим. квадратов имеют наим. дисперсии.

Метод моментов. Пусть m_i — выборочные моменты, $m_i = \sum_n x^i_n / N$, а $\mu_i(a)$ — моменты ф-ции плотности распределения, $\mu_i(a) = \int dx x^i p(x|a)$. В методе моментов выбирают в качестве оценки параметров a решение $\hat{a}(x)$ системы ур-ний $\mu_i(a) = m_i$. Оценки в методе моментов состоятельны, асимптотически несмещены, но не являются асимптотически эффективными.

χ^2-метод. Если объём выборки x велик и данные x_n сгруппированы в *гистограмму*, то для оценки параметров a используют χ^2-метод, являющийся частным случаем метода наим. квадратов. Пусть Y_l — число наблюдений, попавших в l-канал гистограммы, а $\bar{Y}_l(a)$ — их ожидаемое число:

$$\bar{Y}_l(a) = N \int_{x_l}^{x_{l+1}} dx p(x|a).$$

В качестве оценки параметров a берут значение $\hat{a}(Y)$, соответствующее минимуму квадратичной формы

$$\Phi = \sum_l [Y_l - \bar{Y}_l(a)]^2 / \bar{Y}_l(a),$$

либо модифицированный χ^2-метод

$$\Phi = \sum_l [Y_l - \bar{Y}_l(a)]^2 / Y_l.$$

Оценки в χ^2-методе и модифицированном χ^2-методе состоятельны, асимптотически нормально распределены и асимптотически эффективны. Своё название эти методы получили по той причине, что при больших Y_l (*приближение нормального распределения*) $\Phi(a = \hat{a})$ распределено по χ^2-распределению с числом степеней свободы $k = L - I - 1$, где L — число каналов гистограммы, I — число параметров.

Интервальное оценивание состоит в отыскании интервала $[a_1, a_2]$, к-рый с заданной вероятностью β содержит истинное значение параметра a. Др. словами, нужно найти такой интервал $[a_1, a_2]$ (как ф-цию вектора наблюдений x), к-рый «накроет» с вероятностью β истинное значение a при данном значении x. Это т. н. *доверительный интервал* с вероятностным содержанием β (или коэф. доверия β). Такое определение неоднозначно, его обычно доопределяют требованием минимальности длины среди всех интервалов с коэф. доверия β.

Пусть распределение $p(x|a)$ зависит от одного параметра a и $\hat{a}(x)$ — к.-л. точечная оценка a, ф-ция плотности вероятности к-рой равна $q(\hat{a}|a)$. Тогда центр. доверит. интервал определяется как решение ур-ний

$$\int_{-\infty}^{\hat{a}(x)} d\hat{a} q(\hat{a}|a_1) = \frac{1-\beta}{2} = \int_{\hat{a}(x)}^{\infty} d\hat{a} q(\hat{a}|a_2).$$

Такой доверит. интервал может и не быть минимальным. Однако, если точечная оценка $\hat{a}(x)$ асимптотически эффективна, то при больших N этот интервал будет близок к минимальному.

Более общий подход к получению доверит. интервалов заключается в поиске такой ф-ции от оценки и параметра, распределение к-рой не зависит от искомого параметра. Напр., пусть вектор оценок $\hat{a}$ распределён по многомерному *Гаусса распределению* со средним a и матрицей вторых моментов D. Тогда квадратичная форма $\Phi(\hat{a}, a) = (\hat{a} - a) D (\hat{a} - a)$ распределена по закону $\chi^2(I)$ (см. *Распределение*), к-рое не зависит от a. Задаваясь вероятностью β того, что $\Phi(\hat{a}, a) \leqslant k_\beta$, находим k_β и доверит. область для a: $\Phi(\hat{a}, a) = k_\beta$, имеющую вид гиперэллипсоида с центром в точке $\hat{a}$. Этот пример имеет практич. применение, т. к. асимптотически, при больших N, мн. методы оценивания дают нормально распределённые оценки параметров.

Непараметрическое оценивание. В этом случае не делают к.-л. предположений о плотности ф-ции распределения. В качестве точечной оценки часто используют гистограмму. В этом методе оценивания числовую ось, на к-рой определены x_n, делят на ряд областей r_j ($j = 1, 2, \ldots, k$), называемых *каналами* гистограммы. Тогда $\hat{P}_N(x)$ задают константами $\hat{p}_j$ в каждой области r_j, причём $\hat{p}_j = C(N) \sum_n g_j(x_n)$. Здесь $C(N)$ — коэф. нормировки, $g_j(x)$ — индикаторная ф-ция области r_j:

$$g_j(x) = \begin{cases} 1, & x \in r_j, \\ 0, & x \notin r_j. \end{cases}$$

Более формально оценки ф-ции плотности вероятности записывают в виде

$$\hat{P}_N(x) = N^{-1} \sum_{j=1}^{k} \sum_{n=1}^{N} g_j(x_n) g_j(x).$$

Гистограмма является простой в вычислит. плане, но смещённой и несостоятельной оценкой. Поэтому используют более сложные, но состоятельные оценки, напр. метод ближайших соседей (см. *Непараметрические методы* статистики). В качестве точечной оценки ф-ции распределения можно взять выборочную ф-цию распределения:

$$P_N(x) = \begin{cases} 0, & x < x_1, \\ n/N, & x_n < x \leqslant x_{n+1}, \\ 1, & x > x_N, \end{cases}$$

где подразумевается, что $x_1, \ldots, x_N$ расположены в порядке их возрастания. Эта оценка оказывается несмещённой и состоятельной. Ф-ция распределения $P(x)$ допускает и интервальную оценку. Рассмотрим статистику $D_N = \max |P_N(x) = P(x)|$, для к-рой асимптотич. распределением является $\lim F(N^{1/2} D_N > z) =$

$= 2\sum_{i=1}^{\infty}(-1)^{i-1}\exp(-2i^2z)$. Т. к. это распределение не зависит от $P(x)$, можно вычислить $d\beta$, для к-рого вероятность $\max|P_N(x) - P(x)|$ равна β, и задать доверит. зону для $P(x)$:

$$P_N(x)-d\beta<P(x)<P_N(x)+d\beta.$$

Считается, что асимптотич. распределение справедливо при $N \geqslant 80$.

Лит.: Митропольский А. К., Техника статистических вычислений, 2 изд., М., 1971; Рао С. Р., Линейные статистические методы и их применения, пер. с англ., М., 1968; Кендалл М., Стьюрт А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Жигунов, С. В. Климено.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ — см. *Равновесие статистическое.*

СТАТИЧЕСКИЙ СКИН-ЭФФЕКТ — концентрация токовых линий (постоянного тока) вблизи поверхности электронного проводника, помещённого в сильное магн. поле $\boldsymbol{H}$. С. с.-э. наблюдается при низких темп-рах, когда осуществляется условие $\omega_c\tau \gg 1$, где ω_c — *циклотронная частота* электронов, а τ^{-1} — частота столкновений электронов в объёме проводника. Это означает, что время свободного пробега электрона во много раз больше периода обращения по орбите. При этом токовые линии концентрируются в слое толщиной порядка радиуса электронной орбиты в магн. поле $r_H = v_F/\omega_c$, где v_F — фермиевская скорость. В отличие от *скин-эффекта* в перем. поле, когда весь ток сконцентрирован в приповерхностном слое, при С. с.-э. плотность пост. тока j при удалении в глубь образца стремится не к нулю, а к значению, характерному для массивного образца, когда можно не учитывать столкновения электронов с границами образца.

Причина С. с.-э. заключается в существовании вблизи границы проводника слоя (толщиной $\sim r_H$) с бо́льшей, чем в объёме, проводимостью. При $\omega_c\tau \gg 1$ поперечные (относительно $\boldsymbol{H}$) компоненты тензора проводимости для металлов с замкнутыми *ферми-поверхностями* тем больше, чем чаще происходят столкновения электронов с границей. При этом величины компонент тензора проводимости в магн. поле значительно меньше проводимости при $H = 0$ (см. *Гальваномагнитные явления, Магнетосопротивление*). Электроны из приграничного слоя толщиной $\sim r_H$ обязательно (при каждом обороте вокруг магн. поля $\boldsymbol{H}$) сталкиваются с границей, что и приводит к существованию хорошо проводящего слоя вблизи границы (рис., *а*, *б*).

Конкретное значение приповерхностной проводимости σ_s зависит от состояния границы образца (атомногладкая или шероховатая), а также от структуры ферми-поверхности проводника. В частности, если ферми-поверхность имеет неск. полостей, то при столкновении с границей обравда электрон может «перескочить» с одной полости на другую (*многоканальное рассеяние*; рис., *в*). Это существенно изменяет движение электрона под действием магн. поля по сравнению с его движением в объёме проводника и проявляется в величине приповерхностной проводимости. Макс. отличие приповерхностной проводимости от объёмной имеет место тогда, когда в объёме проводника электроны движутся по замкнутым орбитам, а за счёт столкновения с границей — по открытым траекториям (рис.). Тогда проводимость вблизи границы σ_s порядка объёмной σ при $H = 0$ и, естественно, значительно больше, чем в объёме.

Типы открытых траекторий, возникающих при зеркальном отражении электрона от границы металл — вакуум: *а*, *б* — электрон остаётся на одной и той же полости поверхности Ферми; *в* — электрон поочерёдно «перепрыгивает» с электронной полости на дырочную.

При больших плотностях тока становится существенным влияние собств. магн. поля тока $\boldsymbol{H_j}$ на движение электронов. Т. к. в центре пластины (проволоки) $H_j = 0$, то роли $\boldsymbol{H_j}$ и $\boldsymbol{H}$ противоположны: внеш. магн. поле концентрирует токовые линии у поверхности, а собств. магн. поле тока — в центре (см. *Пинч-эффект*).

Непосредств. наблюдение С. с.-э. затруднительно. С. с.-э. проявляется по зависимости сопротивления образцов конечной толщины (пластин, проволок) от магн. поля (см. нижеследующую табл., а также табл. в ст. *Размерные эффекты*).

Выражения для проводимости проводников конечных размеров, демонстрирующих статический скин-эффект (компенсированные металлы; $j \| H$)

Поверхность	Пластина толщиной d; σ_d—проводимость, усреднённая по толщине	Проволока радиуса R; σ_R—проводимость, усреднённая по сечению
Зеркальная	$\sigma_d=\sigma(r_H/d)$, $d<r_H(\omega_c\tau)^2$	$\sigma_R=\sigma(r_H/R)^2$, $R<v_F\tau$
Шероховатая	$\sigma_d=\sigma(r_H/d)(\omega_c\tau)^{-1}$, $d<v_F\tau$	$\sigma_R=\sigma(r_H/R)(\omega_c\tau)^{-1}$, $R<v_F\tau$

Для наблюдения С. с.-э. используют металлы, у к-рых объёмная проводимость в магн. поле при $\omega_c\tau \gg 1$ заметно меньше, чем при $H = 0$. В этом смысле особенно показательны образцы конечных размеров из компенсиров. металлов или собств. полупроводников (число электронов равно числу дырок), т. к. у них в магн. поле объёмная поперечная проводимость в $(\omega_c\tau)^2$ раз меньше, чем при $H = 0$. При выборе размеров образцов (толщины пластины d, радиуса проволоки R) необходимо, чтобы роль приповерхностного слоя была заметной и не перекрывалась проводимостью «сердцевины», в к-рой электроны вовсе не сталкиваются с границей.

Если магн. поле $\boldsymbol{H}$ параллельно граням пластины из компенсиров. металла (либо собств. полупроводника), то $\sigma_s = \sigma/(1 + W\omega_c\tau\sin^2\varphi)$, где W — параметр, определяющий степень зеркальности отражения электронов границами образца; φ — угол между j и $\boldsymbol{H}$. С. с.-э. определяет проводимость образца, когда отражение зеркально ($W = 0$) при $d < r_H(\omega_c\tau)^2$, когда отражение диффузно ($W = 1$) при $d < v_F\tau/\sin^2\varphi$.

Чувствительность С. с.-э., как и др. гальваномагн. явлений, к геометрии ферми-поверхностей металлов, а также к характеру отражения электронов границей образца делает его источником информации не только об электронном энергетич. спектре проводников, но и о структуре его границ. Эффект, аналогичный С. с.-э., должен наблюдаться при наличии плоских дефектов внутри проводника (напр., границ кристаллитов), столкновения с к-рыми в сильном магн. поле ($\omega_c\tau \gg 1$) могут привести к концентрации токовых линий вблизи дефектов.

Лит.: Песчанский В. Г., Статический скин-эффект, в сб.: Электронная проводимость, под ред: М. И. Каганова, В. С. Эдельмана, М., 1985.

М. И. Каганов, В. Г. Песчанский.

СТАЦИОНАРНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРИНЦИП — см. *Наименьшего действия принцип.*

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ в термодинамике — состояние, в к-ром определяющие его термодинамич. параметры (напр., темп-ра, хим. потенциал компонент смеси, массовая скорость) не зависят от времени. С. с. могут быть как равновесными (см. *Рав-*

новесное состояние), так и неравновесными в зависимости от граничных условий, накладываемых на систему. Неравновесные С. с. возможны лишь в том случае, когда термодинамич. система открыта в отношении процессов переноса и термодинамич. силы, а следовательно, и термодинамич. потоки на границах системы удерживаются постоянными (см. *Термодинамика неравновесных процессов*). В этом случае вся производимая в системе энтропия отводится из неё в окружающую среду (термостат). В том случае, когда *кинетические коэффициенты* можно считать постоянными, С. с. соответствует мин. *производству энтропии* (см. *Пригожина теорема*).

Лит.: Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964. *Д. Н. Зубарев.*

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ квантовомеханической системы — состояние физ. системы, в к-ром её энергия имеет определённое, не меняющееся со временем значение. В С. с. ср. значения всех физ. величин, характеризующих систему, также не меняются с течением времени.

СТАЦИОНАРНЫЕ НЕРАВНОВЕСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ частиц или волн по импульсам (волновым числам) — распределения, обращающие в нуль *интеграл столкновений* в *кинетическом уравнении* и полностью определяющиеся постоянным в пространстве импульсов (волновых чисел) потоком сохраняющихся величин, напр. энергии, импульса, числа частиц (или волнового действия для квазичастиц). С. н. р. называются также колмогоровскими спектрами (КС).

Впервые А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуховым (1941) в теории *турбулентности* несжимаемой жидкости было построено в интервале масштабов, промежуточных между масштабами возбуждаемых и эффективно затухающих движений, универсальное С. н. р. энергии по волновым числам k — $W(k)$ — известный КС гидродинамич. турбулентности:

$$W(k)=AP_1^{2/3}k^{-11/3}, \qquad (1)$$

где A — константа, P_1 — интегральный поток энергии по спектру волновых чисел k.

При выводе ф-лы (1) использована гипотеза о локальности турбулентности, т. е. о том, что существенно взаимодействуют между собой только волновые движения с размерами одного порядка. Эта гипотеза для турбулентности в несжимаемой жидкости (сильная турбулентность) строго не доказана.

В физ. средах, в к-рых взаимодействие волн или частиц можно описать кинетич. ур-ниями для квазичастиц или частиц, нахождение С. н. р. сводится к решению кинетич. ур-ний. В этом случае локальность С. н. р. соответствует сходимости интеграла столкновений.

Подобно термодинамически равновесным распределениям С. н. р. обращают в нуль интеграл столкновений, однако они существуют только при наличии потока к.-л. сохраняющейся величины в импульсном пространстве, поддерживаемом источником и стоком. Начиная со слаботурбулентных С. н. р. (КС) волн, полученных В. Е. Захаровым (1965), идея об эстафетной передаче по масштабам интегралов движения (сохраняющихся величин) была широко использованна при рассмотрении турбулентности в плазме, твёрдом теле, жидкости; были получены изотропные и анизотропные С. н. р. (КС), соответствующие переносу постоянных в импульсном пространстве (или пространстве волновых чисел) потоков энергии, импульса, числа частиц, волнового действия.

Стационарные неравновесные распределения (колмогоровские спектры) волн с **распадным законом дисперсии.** Если дисперсия волн к.-л. одного типа описывается распадными условиями $\omega(k)=\omega(k_1)+\omega(k_2)$, то интеграл столкновений I_{st}, получаемый усреднением динамич. ур-ний, может быть записан следующим образом:

$$I_{st}[n(k)]=\int[R(\mathbf{k}\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)-R(\mathbf{k}_1\mathbf{k}\mathbf{k}_2)-R(\mathbf{k}_2\mathbf{k}\mathbf{k}_1)]d\mathbf{k}_1d\mathbf{k}_2,$$

$$R(\mathbf{k}\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)=2\pi|V(\mathbf{k}\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)|^2\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\delta[\omega(\mathbf{k})-\omega(\mathbf{k}_1)-\omega(\mathbf{k}_2)]\times[n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_2)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_1)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_2)], \qquad (2)$$

где $n(\mathbf{k}_s)$ — плотность числа квазичастиц, $V(\mathbf{k}_s\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)$ — матричный элемент трёхволнового взаимодействия, $\delta(x)$ — дельта-функция. В однородной и изотропной среде при *масштабной инвариантности* закона дисперсии и матричного элемента относительно своих аргументов, а именно

$$\omega(\varepsilon k)=\varepsilon^a\omega(k),\ V(\varepsilon k,\varepsilon k_1,\varepsilon k_2)=\varepsilon^b V(k,k_1,k_2), \qquad (3)$$

С. н. р. числа квазичастиц по волновым числам $n(k)$, обращающее в нуль интеграл столкновений (2) и соответствующее пост. потоку энергии P_1, имеет вид:

$$n(k)=AP_1^{1/2}k^{-d-\frac{a}{2}}. \qquad (4)$$

В ур-ниях (3) и (4) A и ε — const, α и β — константы, характеризующие степень однородности закона дисперсии и матричного элемента, d — размерность волновых векторов.

Так, напр., для капиллярных волн на поверхности жидкости $d=2$, $\beta=9/4$ и локальное изотропное С. н. р. числа квазичастиц, соответствующее пост. потоку энергии P_1, имеет вид:

$$n(k)=AP_1^{1/2}k^{-17/4}. \qquad (5)$$

В среде, обладающей аксиальной симметрией относительно выделенного направления ξ, при определённой масштабной инвариантности закона дисперсии и матричного элемента трёхволнового взаимодействия, а именно

$$\omega(k_\parallel,k_\perp)=k_\parallel^a|k_\perp|^b,\ V(\varepsilon k_\parallel,\varepsilon k_{\perp_1},\varepsilon k_{\perp_2},\mu k_{\perp_1},\mu k_{\perp_2},\mu k_{\perp_3})=\varepsilon^u\mu^v V(k_\parallel,k_{\perp_1},k_{\perp_2},k_{\perp_1},k_{\perp_2},k_{\perp_3}), \qquad (6)$$

анизотропное С. н. р. числа квазичастиц по волновым векторам, соответствующее пост. потоку импульса R в направлении ξ, имеет вид:

$$n(\mathbf{k})=A\mathscr{R}^{3/2}|k_\parallel|^{-(a-\alpha+2v)/2}|k_\perp|^{-(b-\beta+2v)/2}, \qquad (7)$$

где $k_\parallel$, $k_\perp$ — компоненты волнового вектора, соответственно параллельная и перпендикулярная ξ. В частности, для *ионно-звуковых колебаний* в плазме, помещённой в направленное по оси x сильное магн. поле ($a=1$, $b=2$, $u=3/2$, $v=0$), локальное анизотропное С. н. р. числа квазичастиц

$$n(\mathbf{k})=A\mathscr{R}^{1/2}|k_x|^{-5/2}|k_\perp|^{-2}, \qquad (8)$$

где $\mathscr{R}$ — поток импульса, направленный по оси x. Локальные анизотропные С. н. р. получены для бездисперсных волн Росби, косых электронно-дрейфовых, ионно-дрейфовых, электронно-звуковых, магнитозвуковых, альвеновских волн в плазме, волн плотности в гранитирующих астрофиз. объектах.

Стационарные неравновесные распределения волн с нераспадным законом дисперсии. В случае дисперсии волн, не описываемой распадными условиями, интеграл столкновений I_{st} может быть записан следующим образом:

$$I_{st}[n(\mathbf{k})]=4\pi\int|T(\mathbf{k}\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2\mathbf{k}_3)|^2\delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3)\times\delta[\omega(\mathbf{k})+\omega(\mathbf{k}_1)-\omega(\mathbf{k}_2)-\omega(\mathbf{k}_3)][n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_2)n(\mathbf{k}_3)+n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_2)n(\mathbf{k}_3)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_3)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_2)]\times d\mathbf{k}_1d\mathbf{k}_2d\mathbf{k}_3, \qquad (9)$$

где $T(\mathbf{k}\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2\mathbf{k}_3)$ — матричный элемент взаимодействия.

В однородной и изотропной среде при аналогичной выражению (3) масштабной инвариантности закона дисперсии и матричного элемента относительно своих аргументов С. н. р. числа квазичастиц по волновым числам, соответствующее пост. потоку энергии P_1 (или волнового действия P_0), имеет вид:

$$n^{(i)}(k) = A_i P_i^{1/3} k^{-\nu_i}, \qquad (10)$$

где $\nu_i = [3d + 2\beta + \alpha(i-1)]/3$, A_i — константы, $i = 0, 1$ соответствует пост. потоку волнового действия, энергии. Так, напр., для гравитац. волн на поверхности глубокой жидкости ($\alpha = 1/2$, $\beta = 3$) имеются локальные С. н. р. числа квазичастиц, соответствующие пост. потоку энергии в область больших волновых чисел ($\nu_1 = 4$), т. е. передаче энергии от больших масштабов к малым, и пост. потоку волнового действия в область малых волновых чисел ($\nu_0 = 23/6$), т. е. от малых масштабов к большим.

Стационарные неравновесные распределения частиц. Интеграл столкновений Больцмана I_{st} может быть записан следующим образом:

$$I_{st}(f(p)) = \int |T(pp_1, p_2p_3)|^2 \delta(p + p_1 - p_2 - p_3) \times$$
$$\times \delta(\mathscr{E} + \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3)\{f(p_2)f(p_3) - f(p)f(p_1)\}\, dp_1 dp_2 dp_3, \quad (11)$$

где $T(pp_1, p_2p_3)$ — мэтричный элемент взаимодействия частиц, $f(p_s)$ — ф-ция распределения частиц, $\mathscr{E}_s$, p_s — соответственно энергия, импульс s-й частицы.

В однородной и изотропной среде при масштабной инвариантности зависимости энергии от импульса $\mathscr{E}(p)$ и матричного элемента относительно своих аргументов, а именно

$$\mathscr{E}(\mu p) = \mu^a \mathscr{E}(p), \quad T(\mu p, \mu p_1, \mu p_2, \mu p_3) = \mu^b T(pp_1, p_2p_3), \quad (12)$$

С. н. р. частиц по импульсу, соответствующее пост. потоку энергии $P_1 (i = 1)$ или пост. потоку частиц $P_0 (i = 0)$, имеет вид:

$$f^{(i)}(p) = A_i P_i^{1/2} p^{-\nu_i}, \qquad (13)$$

где $\nu_i = [3d + 2\beta + \alpha(i-1)]/2$, $i = 0, 1$.

Так, для нерелятивистских заряж. частиц, взаимодействующих по закону Кулона с учётом статической экранировки ($\alpha = 2$, $\beta = -2$), имеется локальное С. н. р. частиц, соответствующее пост. потоку энергии в импульсном пространстве ($\nu_1 = +5/2$). Именно это С. н. р. обращает в нуль также интеграл столкновений в форме Ландау (см. *Кинетические уравнения* для плазмы).

Лит.: Захаров В. Е., Колмогоровские спектры в задачах слабой турбулентности, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; Кадомцев Б. Б., Контторович В. М., Теория турбулентности в гидродинамике и плазме, «Изв. вузов. Радиофизика», 1974, т. 17, с. 511; Кузнецов Е. А., О турбулентности ионного звука в плазме в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1972, т. 62, с. 584; Кац А. В. и др., Точные степенные решения кинетических уравнений для частиц, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 176; Карась В. И., Моисеев С. С., Новиков В. Е., Неравновесные стационарные распределения частиц в твердотельной плазме, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 1421. *В. И. Карась.*

СТАЦИОНАРНЫЙ СЛУЧАЙНЫЙ ПРОЦЕСС — *случайный процесс* $\{\xi_t,\ t \in R^1\}$, определённый для всех моментов времени $-\infty < t < \infty$, стохастич. характеристики к-рого не зависят от выбора нач. момента отсчёта (т. е. не меняются при замене $t \to t + s$, $s \in R^1$). Более точно это означает, что для любого набора моментов времени $t_1, \ldots, t_n$ совместная ф-ция распределения вероятностей значений С. с. п. $\xi_{t_1}, \ldots, \xi_{t_n}$ в эти моменты времени

$$F_{t_1, \ldots, t_n}(x_1, \ldots, x_n) = P\{\omega : \xi_{t_1}(\omega) \leqslant x_1, \ldots, \xi_{t_n}(\omega) \leqslant x_n\},$$
$$\omega \in \Omega$$

(Ω — вероятностное пространство, на к-ром определены все случайные величины ξ_t) совпадает с ф-цией распределения $F_{t_1+s, \ldots, t_n+s}$ для значений процесса в моменты $t_1 + s, \ldots, t_n + s$ (стационарность в узком смысле). Иногда стационарность процесса $\{\xi_t,\ t \in R^1\}$ понимают более широко, а именно: процесс наз. стационарным в широком смысле, если его ср. значение $\langle \xi_t \rangle$ не зависит от t, а ковариация $\langle \xi_{t_1}, \xi_{t_2} \rangle$ имеет вид:

$$\langle \xi_{t_1}, \xi_{t_2} \rangle \equiv \langle \xi_{t_1} \cdot \xi_{t_2} \rangle - \langle \xi_{t_1} \rangle \cdot \langle \xi_{t_2} \rangle = B(t_1 - t_2),$$

где $B(\tau)$ — положительно определённая ф-ция.

Гауссовский случайный процесс, стационарный в широком смысле, стационарен и в обычном (узком) смысле. *Марковский случайный процесс* $\{\xi_t,\ t \in R^1\}$ с переходной ф-цией

$$P_{t_1 t_2}(x_1, x_2) = P\{\xi_{t_1}(\omega) < x_1 / \xi_{t_2}(\omega) = x_2\}$$

(где $P(A/B)$ — условная *вероятность* события A при условии, что произошло событие B) является стационарным в том, и только в том случае, когда распределения F_t значений процесса ξ_t в моменты времени t одинаковы для всех t и для всех t_1 и t_2 переходная ф-ция

$$P_{t_1, t_2}(x_1, x_2) = P_{t_1 - t_2}(x_1, x_2),$$

т. е. зависит лишь от длительности промежутка времени между t_1 и t_2.

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977. *Р. Л. Минас.*

СТЁКЛА — твердотельные системы, не обладающие пространственным упорядочением (трансляционным и ориентационным) в расположении атомов, их магн. моментов, электрич. дипольных моментов молекул и т. д. (в смысле дальнего порядка — см. *Дальний и ближний порядок*). С. характеризуются временны́м упорядочением: каждый элемент системы всё время остаётся в нек-рой конечной области конфигурац. пространства, т. е. корреляция между его положениями не убывает за большие промежутки времени, так что система не является эргодической (см. *Эргодичность*). Переход системы в состояние С. происходит при понижении темп-ры T, и это наз. замерзанием (стеклованием). Осн. свойство С.— наличие большого (быстро растущего с размером системы) числа метастабильных (долгоживущих) макросостояний, приводящее к явлениям медленной релаксации и зависимости состояния системы от её предыстории (характера изменения темп-ры, давления, маги. поля и т. д.).

С. естественно классифицировать по типу переменных, испытывающих замерзание. При этом каждому С. можно сопоставить пространственно упорядоченное (регулярное) состояние с переменными того же типа. Известны С.: позиционные, спиновые, дипольные, электрические квадрупольные, протонные, сверхпроводниковые и др. Среди структурных (позиционных) С. различаются металлические, ковалентные, полимерные. Все они характеризуются замерзанием движения атомов и молекул (см. *Стеклообразное состояние*). Регулярное состояние, соответствующее абс. минимуму энергии,— кристаллическое. Металлич. С. (напр., FeP, ZrCu) и ковалентные С. ($SiO_x Ge_x Se_{1-x}$) являются метастабильными фазами, способными к кристаллизации (для SiO_2 время кристаллизации $\sim 10^3$ лет). Эти С. образуются при достаточно быстром охлаждении; при медленном охлаждении возникает кристаллич. состояние (см. *Металлические стёкла*, *Аморфные и стеклообразные полупроводники* [1]).

То же относится и к полимерным С., образованным *полимерами* с регулярной последовательностью мономеров (напр., полиэтилен). Полимеры с нерегулярными последовательностями мономеров (напр., полистирол, пропилен) и сетчатые (разветвлённые) полимеры образуют только стеклообраные твёрдые фазы; в этих случаях неупорядоченность твёрдой фазы первична, она является следствием первичной («вмороженной») нерегулярности молекулярной структуры.

Это же относится и к остальным типам С. [2]. Так, *спиновое стекло* (регулярный аналог — *антиферромагнетик*) возникает в твердотельных системах с неупорядоченным расположением магн. атомов (первичный беспорядок). В отношении трансляц. порядка система может быть как кристаллической (напр., $Cu_{1-x}Mn_x$, $x \ll 1$), так и аморфной (α = AlGd) [2,3,4].

Дипольные С. возникают в системах с неупорядоченно расположенными диполями (как магнитными, так и электрическими). В непроводящих *твёрдых растворах* с редко расположенными магн. атомами (напр., $LiHo_xY_{1-x}F_4$ при $x \ll 1$) магнитное *обменное взаимодействие* мало и определяющим становится магн. дипольное взаимодействие. Его знакопеременный характер и случайность в пространственном расположении диполей приводят к образованию магн. дипольного С. В металлич. твёрдых растворах с малой концентрацией магн. атомов переходных металлов (напр., $Cu_{1-x}Mn_x$, $x \ll 1$) роль знакопеременного взаимодействия играет *РККИ-обменное взаимодействие* (через электроны проводимости).

Аналогичная ситуация возникает в электрических дипольных С., напр. в соединениях типа $K(Ta_{1-x}Z_x)O_3$, где Z — Nb, Li, Na; $x \ll 1$. В элементарной ячейке $KTaO_3$ есть неск. эквивалентных децентральных положений, в к-рых может оказаться примесь замещения Z, создавая при этом локальный дипольный момент. При низких темп-рах электрич. дипольное взаимодействие приводит к «замерзанию» диполей (атомов Z) в неупорядоченном состоянии. Если концентрация примеси в веществе (матрице) мала ($x \sim 0{,}05$—$0{,}1$), то определяющую роль играет короткодействующее знакопостоянное взаимодействие между диполями (возникающее из-за большой поляризуемости матрицы). Оно приводит к переходу веществ в регулярную сегнетоэлектрич. фазу (см. *Сегнетоэлектрики*).

Соединение $(KCN)_x(KBr)_{1-x}$ при $x \sim 0{,}5$ представляет собой пример электрич. квадрупольного (ориентационного) С. Определяющим здесь является взаимодействие случайно расположенных одноосных молекул CN через поле упругих напряжений в матрице, являющееся квадрупольным (при более низких темп-рах возможно образование дипольного С. за счёт слабого дипольного взаимодействия молекул CN). Квадрупольным С. является также твёрдый раствор орто- и параводорода при концентрации $x < 0{,}56$ ортомолекул H_2, к-рые за счёт формы обладают электрич. квадрупольным моментом; при бо́льших x реализуется фаза с дальним порядком трансляц. и ориентац. типов.

Протонным С. называется низкотемпературное состояние, возникающее в смешанных кристаллах $Rb_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$. Чистые кристаллы RbH_2PO_4 (RDP) и $NH_4H_2PO_4$ (ADP) являются членами т. н. семейства KDP (KH_2PO_4) и имеют одинаковые решётки с близкими параметрами, причём RDP при низких темп-рах является сегнетоэлектриком, а ADP — *антисегнетоэлектриком*. Смешанные кристаллы $KDP)_{1-x}(ADP)_x$ в интервале $0{,}22 < x < 0{,}8$ обладают неупорядоченным состоянием, характеризующимся замораживанием движения протонов на водородных связях.

Сверхпроводниковое С. может образовываться в т. н. гранулиров. сверхпроводниках, помещённых в магн. поле $H \geqslant \Phi_0/l^2$, где квант магн. потока $\Phi_0 = hc/l$, а l — характерный масштаб неоднородности системы (порядка или больше ср. расстояния между центрами гранул). Такие сверхпроводники состоят из гранул сверхпроводящего вещества, помещённых в несверхпроводящую матрицу и связанных между собой туннельными (джозефсоновскими) контактами. Сверхпроводящие С. характеризуются замороженным неупорядоченным распределением джозефсоновских токов через межгранульные контакты; роль «первичного» беспорядка играет случайность в расположении гранул, приводящая к случайному распределению величин магн. потоков в пространстве между гранулами. В слабом магн. поле $H \ll \Phi_0/l$ гранулиров. системы ведут себя как обычные *сверхпроводники второго рода*. Регулярным аналогом является обычная сверхпроводящая фаза с *решёткой вихрей Абрикосова* [3].

Основным наблюдаемым признаком перехода системы в состояние С. является резкое замедление релаксации возмущений при понижении темп-ры (см. *Кооперативные явления*). Так, сдвиговая вязкость η позиционных С. возрастает более чем на 12 порядков с приближением к точке замерзания, причём её поведение часто описывается эмпирич. законом Фегеля — Фулчера:

$$\eta \sim \exp[\mathscr{E}_0/(T - T_0)], \qquad (1)$$

где $\mathscr{E}_0$, T_0 — параметры, получаемые экспериментально. Условно точкой замерзания T_f считают темп-ру, при к-рой η достигает 10^{13} пуаз ($T_f > T_0$). Аналогично замедление магн. релаксации наблюдается в спиновых С., в к-рых макс. время релаксации

$$\tau_{\text{макс}} \sim (T - T_f)^{-\alpha},$$

где $\alpha \simeq 7$—9.

В состоянии С. ($T < T_f$) релаксация возмущений происходит медленно и в широком интервале времён может быть описана как логарифмич. зависимость параметра порядка от времени. Др. важнейшим свойством С. является зависимость его характеристик от истории. Приведённые свойства С. свидетельствуют о наличии широкого спектра времён релаксации, граница к-рого $\tau_{\text{макс}}$ больше времени наблюдения. Для С., обладающих замороженным первичным беспорядком, вопрос о конечности или бесконечности τ связан с вопросом (не имеющим пока общего решения) о существовании фазового перехода в состояние С. Фазовый переход экспериментально наблюдается для большинства спиновых С. При этом вблизи точки замерзания T_f имеет особенность не только температурная зависимость времени релаксации $\tau(T)$, но и (при воздействии внеш. полей) обобщённая восприимчивость $\chi(T)$. В пост. поле ф-ция $\chi(T)$ имеет, как правило, излом в точке $T = T_f$. В перем. поле частоты ω особенности имеют $\mathrm{Re}\,\chi(T)$ и $\mathrm{Im}\,\chi(T)$. Кроме того, T_f зависит от ω. В области низких частот особенности $\chi(\omega)$ связаны с наличием в С. шума со спектром $1/\omega$.

Количественная теория С. пока не построена. Одной из качественных концепций является понятие *фрустрации* [2—3]. Статистич. система наз. фрустрированной, если взаимодействия между её равл. элементами конкурируют, т. е. предъявляют несовместимые требования к локальной структуре, соответствующей минимуму свободной энергии. Простейшие примеры фрустрированной системы — квадратная ячейка спинов с одним положительным обменным интегралом $J > 0$ и тремя отрицат. интегралами $J < 0$ или треугольная ячейка спинов со всеми $J < 0$. В результате компромисса возникает принципиально новое состояние, к-рое при наличии первичного беспорядка оказывается С. Пример позиционных С. показывает, что наличие первичного беспорядка не является обязательным, его роль может сыграть флуктуационно возникшая неоднородность, замороженная при быстром охлаждении. Фрустрация в случае металлич. С. обеспечивается тем, что локальная энергетически выгодная конфигурация атомов имеет икосаэдрич. симметрию, к-рая не может быть реализована в трёхмерной периодич. решётке. Иногда это приводит к образованию *квазикристаллов*, обладающих дальним ориентац. порядком при отсутствии трансляционного, в др. случаях возникает С. В магн. и электрич. С. осн. источником фрустрации является конкуренция ферро- и антиферромагн. взаимодействий; кроме того, фрустрация может возникнуть и при чисто антиферромагнитном взаимодействии, напр. в треугольной или кубической гранецентриров. кристаллич. решётках. Неупорядоченная спиновая система, не обладающая фрустрацией, обычно является не С., а, напр., простым *ферромагнетиком*.

Ряд низкотемпературных свойств С. (теплоёмкость, теплопроводность и т. п.) хорошо описывается представлением о двухуровневых туннельных системах (группах атомов, спиновых кластерах) с широким распределением энергетич. параметров [4].

Лит.: 1) Jäckle J., Models of the glass transition, «Rep. Progr. Phys.», 1986, v. 49, p. 171; 2) Binder K., Young A. P., Spin glasses. Experimental facts, theoretical concepts, and open questions, «Rev. Mod. Phys.», 1986, v. 58, p. 801; 3) Винокур В. М. и др., Система двухэлектронных контактов как модель спинового стекла, «ЖЭТФ», т. 93, с. 343; 4) Phillips W. A., 2-Level states in glasses, «Rep. Progr. Phys.», 1987, v. 50, p. 1657.

М. В. Фейгельман.

СТЕКЛООБРАЗНОЕ СОСТОЯНИЕ (структурные стёкла) — *аморфное состояние* вещества, формирующееся при затвердевании переохлаждённого расплава. Обратимость перехода из С. с. в расплав и из расплава в С. с. (стеклование) является особенностью, к-рая отличает С. с. от др. аморфных состояний. Постепенное возрастание вязкости расплава препятствует кристаллизации вещества, т. е. переходу к термодинамически более устойчивому кристаллич. состоянию с меньшей свободной энергией. Процесс стеклования характеризуется температурным интервалом. Переход вещества из С. с. в кристаллическое является *фазовым переходом* 1-го рода.

В С. с. может находиться значит. число простых веществ (S, Se, As, P), окислов (B_2O_3, SiO_2; GeO_2, As_2O_3, Sb_2O_3, FeO_3, P_2O_5), водных растворов (H_2O_2, H_2SO_4, H_3PO_4, $HClO_4$, H_2SeO_4, H_2CrO_4, NH_4OH, KOH, HCl, $LiCl$), халькогенидов ряда элементов (As, Ge, P), нек-рых галогенидов и карбонатов. Многие из этих веществ составляют основу более сложных по составу стёкол. Среди однокомпонентных стёкол наиб. практич. значение имеет оксид SiO_2, отличающийся жаропрочностью, хим. устойчивостью, стойкостью к перепадам темп-ры. Однако технология его изготовления сложна и необходимая темп-ра высока. Чтобы снизить её и придать стеклу нужные свойства, к SiO_2 добавляют др. оксиды, прежде всего щелочные и щёлочноземельные. При этом темп-ра нагрева снижается на 200—300 °С. Роль таких добавок (модификаторов) в том, что они «разрыхляют» сетку хим. связей в SiO_2.

Вещество в С. с. представляет собой твердотельную систему атомов и атомных групп, преим. с *ковалентной связью* между ними. Дифракц. методы исследования (*рентгеновский структурный анализ, электронография, нейтронография структурная*) позволяют определить упорядоченность в расположении соседних атомов (ближний порядок; см. *Дальний и ближний порядок*). По угл. зависимости интенсивности рассеяния строят кривые радиального распределения атомов. Расстояния между максимумами этой кривой соответствуют межатомным расстояниям, а площадь, ограниченная максимумами, даёт информацию о ср. числе атомов, находящихся на соответствующем расстоянии от данного.

Стёкла, как правило, изотропны, хрупки, имеют раковистый излом при сколе. По оптич. свойствам обычно прозрачны (для видимых, ИК- УФ-, рентгеновского и γ-излучения). Локальные механич. напряжения и неоднородность структуры стекла часто обусловливают *двойное лучепреломление*. Практически все стёкла слабо люминесцируют. Для усиления этого эффекта в них добавляют активаторы — редкоземельные элементы, уран и др. Используя вспомогат. возбуждение большой мощности (накачку) и подобранные активаторы, получают активную среду для генерации мощного когерентного излучения (см. *Неодимовый лазер*). Стёкла, как правило, диамагнитны, примеси окислов редкоземельных металлов делают их парамагнитными. Из нек-рых стёкол спец. состава получают *ситаллы* (материалы, состоящие из одной или неск. кристаллич. фаз, равномерно распределённых в стеклообразной фазе). По электрич. свойствам большинство стёкол — диэлектрики (силикатные стёкла), но есть и полупроводники (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) и металлы (см. *Аморфные металлы, Металлические стёкла*).

Понятие С. с. обобщается на конденсиров. системы, в к-рых отсутствует пространственное упорядочение не в расположении атомов, а в ориентации спинов и спиновой плотности (*спиновые стёкла*), в ориентации и распределении электрич. дипольных и квадрупольных моментов и т. п. (см. *Стёкла*).

Лит.: Аппен А. А., Химия стекла, 2 изд., Л., 1974; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Андреев Н. С., Мазурин О. В., Порай-Кошиц Е. А., Явления ликвации в стеклах, Л., 1974; Шульц М. М., О природе стекла, «Природа», 1986, № 9.

СТЕЛЛАРА́ТОР (от англ. stellar — звёздный) — замкнутая *магнитная ловушка*, в к-рой необходимая для удержания плазмы конфигурация магн. поля создаётся токами, текущими вне плазменного объёма. С. представляет собой одну из разновидностей *тороидальных систем*, магн. поле к-рых характеризуется наличием тороидальных (в топологич. смысле) магн. поверхностей с вращат. преобразованием (сдвигом, поворотом) силовых линий. Впервые на возможность существования в магн. поле таких поверхностей указал И. Е. Тамм (1928) на примере кольца с током, помещённого в продольное тороидальное магн. поле. В этом случае силовые магн. линии представляют собой тороидальные спирали, навивающиеся вокруг осевой линии кольцевого тока и совершающие в ср. m оборотов по малому азимуту при n обходах вдоль тора. Важной характеристикой С. является вращательное преобразование — величина, определяющая число обходов по малому азимуту при одном обходе вдоль тора: $\mu = m/n$. Если μ есть число иррациональное, то магн. силовая линия не замыкается сама на себя, образуя при бесконечном движении вдоль тора некую магн. поверхность. В случае рациональных μ происходит вырождение магн. поверхностей — они состоят из множества силовых линий, замкнутых на себя после n обходов вокруг тора. Вся магн. конфигурация представляет собой семейство вложенных друг в друга магн. поверхностей с осью, совпадающей с центром кольцевого тока.

Подобные магн. конфигурации получили практич. использование в связи с развитием работ по *управляемому термоядерному синтезу* с магн. удержанием плазмы. Идею плазменной магн. ловушки с токовыми проводниками, расположенными снаружи замкнутых магн. поверхностей, выдвинул Л. Спитцер (L. Spitzer); он же предложил название для таких систем — С., т. е. тор из звёздного вещества.

Вращат. преобразование силовых линий приводит к компенсации тороидального дрейфа заряж. частиц, обеспечивая равновесие плазмы. Дрейфовые траектории большинства частиц плазмы (т. н. пролётных) оказываются близкими к магн. поверхностям и смещены на величину порядка ρ/μ (ρ — ларморовский радиус частицы). Переход с одной дрейфовой траектории на другую происходит лишь в результате столкновений с др. частицами. Исключение составляют частицы с малыми продольными скоростями, запертые в локальных минимумах винтового и тороидального полей. Отклонение их траекторий от магн. поверхностей существенно больше и именно этими частицами в случае редких столкновений в горячей плазме определяются коэф. диффузии и теплопроводности (неоклассич. теория переноса; см. *Переноса процессы*).

В классич. С. к тороидальному магн. полю добавляется магн. поле $2l$ винтовых обмоток с чередующимся направлением токов. Магн. поле внутри винтовых проводников не очень крутого тора описывается потенциалом

$$U = B_T s + \frac{1}{\alpha}\sum_{k=1}^{\infty} e_k I_k(k\alpha r)\sin k(\varphi - \alpha s),$$

где $B_т$ — тороидальное магн. поле, $\varepsilon_k = B_{1k}/B_т$ — относит. амплитуда винтовых гармоник, $\alpha = 2\pi/L$ (L — шаг винтовой обмотки) и r, φ, z — пространственные координаты, $I_k(x)$ — модифициров. ф-ция Бесселя. Внутри данного объёма возникают два вида силовых линий: силовые линии, охватывающие винтовые проводники, и внутр. линии, образующие магн. поверхности. Поверхность, разделяющая обе эти области, наз. сепаратрисой. В пренебрежении тороидальностью и вкладом более высоких гармоник она представляет собой l-угольную винтовую поверхность с шагом, равным шагу винтовой обмотки, и рёбрами, расположенными напротив проводников с направлением тока, противоположным направлению продольного поля $B_т$ при правом винтовом обходе, и наоборот — при левом. Схематич. изображение поперечного сечения магн. поверхностей для С. с $l = 3$ и $l = 2$ приведено на рис. 1. Силовые линии замкнутых магн. поверхностей отстают от вращения рёбер сепаратрисы. Совершая радиальные и азимутальные колебания, силовые линии дрейфуют по малому азимуту, обеспечивая ср. угол преобразования поворота. На рис. 2 изображена поперечная проекция силовой линии на нек-рой магн. поверхности.

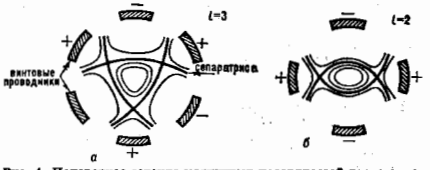


Рис. 1. Поперечное сечение магнитных поверхностей для стелларатора с $l = 3$ (а), с $l = 2$ (б).

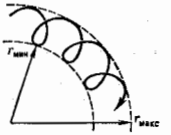


Рис. 2. Поперечная проекция силовой линии; $r_{мин}$ и $r_{макс}$ — минимальный и максимальный радиусы магнитных поверхностей.

Преобразование поворота в С. возникает в результате усреднения вдоль тороидальной системы несмотря на то, что среднее полоидальное магн. поле $\langle B_\theta \rangle$ внутри винтовых проводников равно нулю, $\oint \boldsymbol{B} d\boldsymbol{l} = 0$. Полоидальный магн. поток через продольную перегородку dS между близкими магн. поверхностями $d\psi = \int \boldsymbol{B} d\boldsymbol{S}$ не равен нулю и соответственно вращат. преобразование μ численно равно $d\psi/d\Phi$, где $d\Phi$ — продольный магн. поток, охватываемый данными поверхностями.

Др. характеристикой магн. поля С. является величина радиальной производной вращат. преобразования $d\mu/dr$, или т. н. шир $\Theta = \mu' \bar{r}/\mu$ ($\bar{r}$ — усреднённый радиус сечения магн. поверхности), характеризующий степень перекрещенности силовых линий при переходе с одной поверхности на другую. Создание достаточной величины шира необходимо для обеспечения устойчивости плазмы в системе. Величины μ и Θ характеризуют также степень топологич. устойчивости магн. структуры С. Для обеспечения заданной структуры поля необходима высокая точность изготовления маги. обмоток С. Неизбежные неточности изготовления установки могут приводить к заметной деформации магн. поверхностей. Особую опасность для удержания плазмы представляют резонансные возмущения рациональных магн. поверхностей с низкими значениями m и n, приводящие к образованию т. н. магн. островов (см. *Пересоединение* магн. полей), что равносильно уменьшению эффективного поперечного размера системы. Устойчивость плазмы в С. может быть также обеспечена при низких значениях магн. шира при наличии ср. магн. ямы (см. *Стабилизация неустойчивостей плазмы*).

Магн. поле С. может быть создано разл. способами. Системы, где тороидальное и винтовое поля создаются винтовыми обмотками с однонаправленными токами, наз. торсатронами. Гелиотрон — установка, в к-рой наряду с торсатронными обмотками используются катушки, создающие часть тороидального магн. потока. Магн. поле С. может быть создано и без винтовых обмоток — с помощью специально

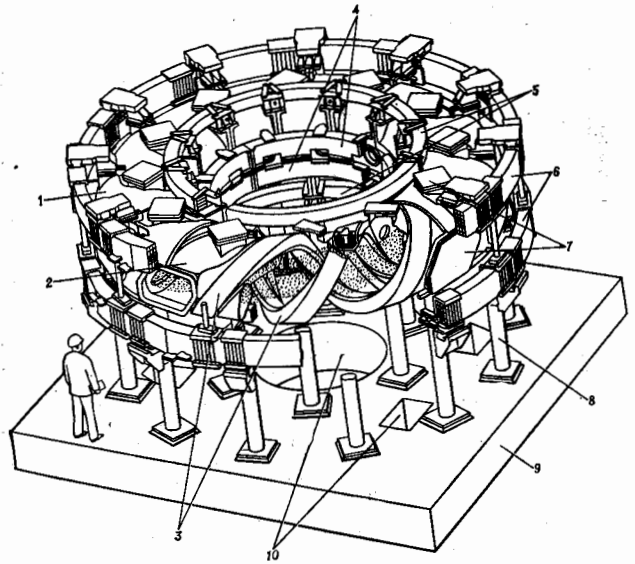


Рис. 3. Схема конструкции стелларатора — торсатрона ATF: 1 — механическая оболочка; 2 — вакуумная камера; 3 — винтовые обмотки; 4 — внутренние обмотки поперечного поля; 5 — средние обмотки поперечного поля; 6 — внешние обмотки поперечного поля; 7 — фланец вакуумной камеры; 8 — опоры установки; 9 — основание; 10 — место для исследовательской аппаратуры.

профилированных катушек. Разрабатываются и более сложные системы с пространственной магн. осью.

Первые эксперим. исследования на С. (США, 1950-е–60-е гг.) были неудачны: на всех установках наблюдалась повышенная *Бома диффузия* плазмы. Причины неудач — относительно низкие значения полоидальных магн. полей и отсутствие контроля за качеством магн. поверхностей. Успехи в СССР на установках типа *токамак* привели к закрытию амер. стеллараторной программы и переключению усилий на исследования на токамаках. В 1960-х гг. исследования по С. переместились в СССР, ФРГ, Великобританию и Японию. На С. Л-1 (ФИАН) впервые был разработан метод измерения структуры магн. поверхностей и показано, что диффузия плазмы, созданной внеш. инжекцией, примерно на порядок медленнее бомовской. На С. «Вандельштейн-1» (ФРГ) было показано, что холодная ($T \approx 0{,}2$ эВ) цезиевая плазма удерживается в С. классически. Исследования, проведённые во мн. лабораториях мира на небольших установках с относительной холодной и неплотной плазмой, показали удовлетворит. удержание плазмы в С. В нач. 70-х гг. на установке «Ураган» (Харьков) был успешно проведён ионно-циклотронный *нагрев плазмы* и показано, что потери энергии по ионному каналу близки к неоклассическим. В сер. 70-х гг. были введены в строй С. 2-го поколения: Л-2 (СССР), «Вандельштейн-VIIA» (ФРГ) и «Клео» (Великобритания), на к-рых при омич. нагреве была получена плазма плотностью $n_e = 10^{13}$ см$^{-3}$ и темп-рой $T_e \approx 0{,}5$ кэВ, доступная ранее только на токамаках. На С. «Вандельштейн-VIIA» была создана бестоковая плазма в режиме инжекции пучков нейтральных атомов; проводится исследования бестоковой плазмы, создаваемой методом электронного циклотронного резонанса и инжекции нейтральных пучков. В 80-х гг. были сооружены крупные установки «Гелиотрон-Е» (Япония), «Вандельштейн-VIIAS» (ФРГ), ATF (США), на к-рых были достигнуты более высокие параметры плазмы: $T_e \leqslant 3$ кэВ (нагрев при электронном циклотронном резонансе), $n_e \lesssim 10^{14}$ см$^{-3}$ и $\beta_{макс} \approx 2$—3% (нейтральная инжекция). Гл. преимущество С.— возможность стационарной работы. В 1991 на С. ATF было продемонстрировано удержание горячей плазмы в течение 20 с; проектируются С. «Вандельштейн-VIIX» и «*LHD*» со сверхпроводящими магн. обмотками, работающими в стационарном режиме.

Лит.: Рабинович М. С., Экспериментальные исследования на стеллараторах, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981, с. 6; Шафранов В. Д., Тороидальные системы для управления термоядерного синтеза, там же, т. 8, М., 1988, с. 131; Волков Е. Д., Супруненко В. А., Шишкин А. А., Стелларатор, К., 1983.

С. Е. Гребенщиков.

СТЕПА́НОВА УНИВЕРСА́ЛЬНОЕ СООТНОШЕ́НИЕ — соотношение между спектрами поглощения и люминесценции сложных молекул, обобщающее разл. спектрально-энергетич. закономерности — правила Стокса и Вавилова — Ломмеля, принцип зеркальной симметрии и т. д. С. у. с. является аналогом *Кирхгофа закона излучения* и отражает свойства, общие для *теплового излучения* и *люминесценции*.

С. у. с. выполняется при условии равновесного распределения системы по колебат. подуровням возбуждённого электронного уровня энергии сложной модекулы. Такое распределение устанавливается за времена $\sim 10^{-11}$—10^{-13} с, т. е. значительно меньшие, чем времена жизни возбуждённых состояний (не менее 10^{-9} с), и, следовательно, оно предшествует возникновению излучат. квантовых переходов. При выполнении всех необходимых условий мощность люминесценции w_ν на данной частоте ν однозначно связана с коэф. поглощения света K_ν той же частоты:

$$\frac{w_\nu}{K_\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{n_1}{n}\exp\left(h\nu_э/kT\right)C(T),$$

где n_1 — число возбуждённых молекул, n — общее число молекул системы, $h\nu_э$ — энергия кванта, соответствующего чисто электронному переходу, kT — тепловая энергия, а $C(T)$ — нормировочный множитель, учитывающий различие *статистических весов* основного и возбуждённого уровней.

С. у. с. справедливо для всех систем, в к-рых распределение по колебат. подуровням возбуждённого электронного уровня не зависит от способа возбуждения (в т. ч. и от частоты возбуждающего света). В системе, кроме того, должны отсутствовать примеси, поглощающие энергию возбуждения, но не люминесцирующие. С. у. с. экспериментально подтверждено для мн. сложных молекул в растворах и парах, а также для атомов, взаимодействие к-рых со средой отражается на форме контуров их линий поглощения и испускания. При этом положение максимума линии (или полосы) люминесценции никогда строго не совпадает с положением максимума линии (или полосы) поглощения, всегда несколько смещено от него в ДВ-область и имеет иную форму.

Лит.: Степанов Б. И., Грибковский В. П., Введение в теорию люминесценции, Минск, 1963. *Ю. П. Тимофеев.*

СТЕПЕНЕ́Й СВОБО́ДЫ ЧИСЛО́ в механике — число не зависимых между собой *возможных перемещений* механич. системы. С. с. ч. зависит от числа материальных точек, образующих систему, и от числа и характера наложенных на систему *связей механических*. Для свободной материальной точки С. с. ч. равно 3, для свободного твёрдого тела — 6, для тела, имеющего неподвижную ось вращения, С. с. ч. равно 1 и т. д. Для любой *голономной системы* (системы с геом. и интегрируемыми дифференц. связями) С. с. ч. равно числу s независимых между собой координат, определяющих положение системы, и даётся равенством $s = 3n - k$, где n — число точек системы, k — число геом. связей. Для *неголономной системы* (системы, на к-рую, кроме голономных, наложены ещё неголономные, т. е. неинтегрируемые дифференц. связи) С. с. ч. меньше числа координат, определяющих положение системы, на число неголономных связей. От С. с. ч. зависит число дифференц. ур-ний движения или условий равновесия механич. системы.

С. М. Тарг.

СТЕ́ПЕНИ СВОБО́ДЫ — независимые возможные изменения состояния (в частности, положения) физ. системы, обусловленные вариациями её параметров. В механике С. с. соответствуют независимым перемещениям механич. системы, число к-рых определяется числом образующих систему частиц и наложенных на неё механич. связей (см. *Степеней свободы число* в механике).

В *статистической физике* С. с. соответствуют независимым обобщённым координатам, определяющим полную энергию или *Гамильтона функцию* системы. Число С. с. позволяет оценить *теплоёмкость* многоатомных газов и твёрдых тел при высоких темп-рах, когда применима классич. статистич. механика и энергия равномерно распределена на С. с. (*равнораспределения закон*). Однако при обычных (комнатных) темп-рах не все С. с. вносят вклад в теплоёмкость многоатомного газа, иск-рые из них выключены («заморожены»), т. к. могут возбуждаться лишь при достаточно высоких темп-рах.

В *квантовой механике* С. с. соответствуют независимым координатам, к-рые определяют *гамильтониан* системы. Непрерывные поля нельзя охарактеризовать конечным числом С. с.

В *термодинамике* С. с.— независимые термодинамич. параметры, определяющие состояние термодинамич. равновесия системы. Число С. с. f равновесной термодинамич. системы определяется *Гиббса правилом фаз*: $f = n - r + 2 \geqslant 0$, где n — число компонентов, r — число фаз.

Д. Н. Зубарев.

СТЕРАДИА́Н (от греч. stereós — телесный, объёмный и *радиан*) (ср, Sr) — единица телесного угла; 1 ср равен телесному углу с вершиной в центре сферы, вырезающему на ней поверхность, площадь к-рой равна площади квадрата со стороной, равновеликой радиусу

сферы. 1 ср = 7,96·10⁻⁸ полного телесного угла = = 3,28 × 10³ квадратного градуса.

СТЕРЕОБА́ЗИС (от греч. stereós — телесный, объёмный и básis — основание) — расстояние между двумя точками, одновременное наблюдение из к-рых одного и того же объекта даёт *стереоскопическое изображение* этого объекта. Для человеческого зрения С. — расстояние между передними узловыми точками глаз (колеблется от 58 до 72 мм).

Для повышения остроты бинокулярного зрения при рассматривании, напр., удалённых предметов, или *стереопар*, применяются оптич. приборы (призменные или зеркальные), искусственно увеличивающие глазной С. (см. *Стереотруба*, *Стереоскоп*). С увеличением С. уменьшается глубина резко воспринимаемого пространства, но увеличивается острота зрения, поэтому С. выбирается с учётом оптим. сечения этих критериев.

Л. А. Ривкин.

СТЕРЕОПА́РА — сочетание двух плоских частичных изображений одного и того же объекта, полученных с двух разных точек зрения или в двух цветах (см. *Анаглифов метод*). При рассматривании С. так, чтобы каждый глаз видел только одно из этих изображений, возникает объёмная (стереоскопич.) картина, воспроизводящая глубину реального объекта, — *стереоскопическое изображение*. С. используют для создания пространственных изображений объектов в стереокино, стереофотографии, при стереофотограмметрич. съёмке.

Л. А. Ривкин.

СТЕРЕОСКО́П — бинокулярный оптич. прибор для раздельного наблюдения правым и левым глазом соответственно своего частичного изображения стереопары, обеспечивающий оптич. совмещение этих изображений для получения единого зрительного образа, обладающего стереоскопичностью (см. *Стереоскопическое изображение*). В зависимости от конструкции различают С. щелевые, линзовые, зеркальные и комбинированные.

СТЕРЕОСКОПИ́ЧЕСКОЕ ЗРЕ́НИЕ — пространственное (объёмное) зрение, обусловливающее возникновение трёхмерного зрительного образа наблюдаемого объекта за счёт параллаксирования, оглядывания объекта с разных сторон в предметном пространстве. При бинокулярном наблюдении в предметном пространстве к.-л. точки A (рис. 1) её изображения в правом

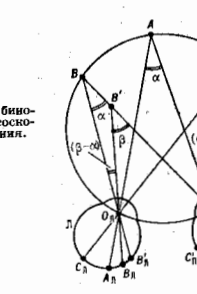


Рис. 1. Схема бинокулярного стереоскопического зрения.

и левом глазу (соответственно $A_П$ и $A_Л$) попадают на центр. ямки сетчатки, а визирные оси глаз при этом образуют угл. параллакс α. Все точки предметного пространства (B, C и т. д.), видимые с таким же угл. параллаксом, лежат на окружности, проходящей через фиксируемую точку A и узловые точки глаз $O_П$ и $O_Л$, и наз. **горопте́ром**. Изображения точек предмета, лежащих на гороптере, рисуются на т. н. корреспондирующих точках сетчаток, к-рые соответственно в правом и левом глазу находятся на одинаковых расстояниях от центр. ямок (напр., дуга $A_ЛB_Л$ равна дуге $A_ПB_П$ и $\angle A_Л C_Л = \angle A_П C_П$). Идентичные изображения, получаемые на корреспондирующих точках, всегда сливаются в единый образ. Изображения точек, расположенных ближе или дальше гороптера, получаются на несоответственных точках сетчаток глаз, что является сигналом мозгу для ощущения разноудалённости этих точек предмета от глаз. В естеств. условиях при переводе взгляда на разноудалённые предметы гороптер непрерывно перестраивается. Несовпадение (диспарантность) изображений разноудалённых точек предмета на сетчатках глаз тем больше, чем больше разность угл. параллаксов фиксируемой точки A и одновременно наблюдаемых точек B', C' и т. д. Значения разностей этих параллаксов $\alpha - \beta$ или $\alpha - \gamma$ наз. **дифференциальными угловыми параллаксами**. Мин. диспарантность, к-рую человек способен ощутить, определяет величину предельного угла дифференц. параллакса $\Delta\alpha_0$ (остроту зрения). Эта величина является порогом стереовосприятия, к-рый у разных лиц различен, но обычно не превосходит 30″. От него зависит разрешающая способность восприятия изображения по глубине. Наим. величина Δr различения разноудалённости точек предмета определяется след. отношением:

$$\Delta r = \frac{r^2}{b_0} \Delta\alpha_0 / (b_0 \pm r_0 \Delta\alpha_0),$$

где r_0 — удалённость от зрителя фиксируемой точки; b_0 — межзрачковый стереобазис у наблюдателя (≈ 65 мм); знак плюс в знаменателе относится к точкам, расположенным ближе фиксируемой, знак минус — к точкам, дальше фиксируемой.

На произвольном расстоянии r **разрешающая сила С. з.** равна:

$$W(r) = 1/\Delta r \approx b_0/r^2\Delta\alpha_0.$$

Если b_0 и r выражены в м, а $\Delta\alpha_0$ — в радианах, то $W(r)$ имеет размерность м$^{-1}$ и определяет кол-во раздельно различимых планов на глубине пространства в 1 м, удалённого от наблюдателя на расстояние r. Так, при $\Delta\alpha_0 = 30''$ (0,000145 рад) и $b_0 = 65$ мм:

$$W(r) = 450/r^2 \text{ (м}^{-1}\text{)}.$$

Из этого выражения следует, что на расстоянии $r = 10$ м можно различить 4,5 глубинного плана на протяжённости 1 м, т. е. глубинное разрешение составляет 22 см, а на расстоянии $r = 2$ м разрешающая сила С. з. равна 112,5 плана/м и, следовательно, глубинное разрешение уже не превышает 0,9 см.

Объём информации, даваемой С. з., можно оценить кол-вом различимых планов N на глубине рассматриваемого пространства на расстоянии от r_1 до r_2, к-рый определяется как

$$|N|_{r_1}^{r_2} = \sum_{r_1}^{r_2} b_0 \Delta r / \Delta\alpha_0 r^2. \qquad (1)$$

Заменяя суммирование интегрированием, имеем

$$|N|_{r_1}^{r_2} = (b_0/\Delta\alpha_0)(1/r_1 - 1/r_2). \qquad (2)$$

При наблюдении объекта через бинокулярные зрительные приборы или проекц. системы разрешающая сила С. з. растёт пропорционально действующему стереобазису B и эфф. *увеличению оптическому* прибора Г:

$$W^*(r) = B\Gamma/\Delta\alpha_0 r^2.$$

Предельное расстояние, начиная с к-рого уже нельзя в естеств. условиях стереоскопически различить

удалённость объектов, наз. радиусом стереовидения, равным

$$r_\infty = b_0/\Delta\alpha_0. \quad (3)$$

Для лиц, обладающих остротой зрения в 30″, $r_\infty \sim$ ~ 450 м.

Однако при наблюдении *стереоскопического изображения* зритель постоянно фиксирует взглядом плоскость совмещённой стереопары изображений (на экране), к-рая в этом случае представляется частью стационарного (неперестраивающегося) гороптера, в связи с этим r_∞ ограничивается расстоянием:

$$r^*_\infty = b_0/(\omega_0 + d/r_0),$$

где ω_0 — предельный угол разрешения глаза, d — действующий диаметр зрачка глаза.

В этом случае глубинная протяжённость стереоскопически наблюдаемого образа ограничивается максимально допустимым углом, в пределах к-рого возможно слияние (фузия) наблюдаемых изображений стереопары. Этот угол ф наз. фузионным, его величина составляет 1,6°—2,0°. Границы глубины пространства, в к-ром может существовать слитный пространственный образ, зависят от расстояния рассматривания и удалены от экрана на расстояния $\Delta r_1 = \varphi r_0^2/(b_0 + \varphi r_0)$ перед экраном и $\Delta r_2 = \varphi r_0^2/(b_0 - \varphi r_0)$ за экраном (рис. 2). Из графика видно, что на более удалённых экранах

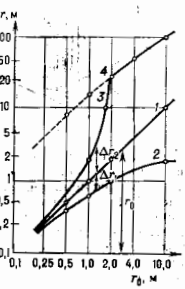


Рис. 2. Диапазон глубины стереоскопически реализуемого пространства относительно экрана в зависимости от расстояния наблюдателя до экрана: *1* — плоскость экрана; *2* — граница стереопространства перед экраном; *3* — граница стереопространства за экраном; *4* — радиус действия стереоэкрана.

возможно реализовать более широкие по глубине зоны стереоскопич. видения. Так, на экране, удалённом от зрителя на 10 м, можно наблюдать протяжённость пространственного изображения в зоне от 1,8 до 90 м; при рассматривании стереофотографий с расстояния 25 см воспроизводимое пространство ограничено лишь глубиной зоны ~6 см. Однако это не означает, что кол-во различимых по глубине планов на более удалённых экранах будет больше. Кол-во различимых планов в данном случае может быть определено по соотношениям (1) и (2), в к-рых величина $\Delta\alpha_0$ должна быть заменена величиной ε, представляющей отношение величины разрешения экрана к расстоянию его от зрителя.

При наблюдении пространства предметов движущимся наблюдателем (напр., из окна вагона) возникает динамический стереоэффект, обусловленный параллаксированием этого пространства. Динамич. стереоэффект проявляется и при монокулярном зрении; он основан на инерционности зрения: слияние пар стереоскопич. изображений в зрительном аппарате человека возможно и при разновременном их возникновении через интервалы $\Delta\tau$, не превышающие время инерции зрения. Если, напр., наблюдатель движется слева направо, фиксируя взором предмет A, удалённый на расстояние r_A, и скорость его движения v, то за интервал времени $\Delta\tau_п$, равный времени инерции зрения, точка наблюдения переместится на величину базиса $B = v\Delta\tau_п$. Прямую, параллельную пути следования наблюдателя и проходящую через точку A, можно наз. динамическим монокулярным гороптером — по аналогии с гороптером бинокулярного зрения. При слежении за точкой A глаз поворачивается таким образом, что изображение точки A всё время находится на центр. ямке сетчатки. На своих местах сетчатки остаются и все изображения предметов, расположенные на гороптере. Однако изображения предметов, находящихся ближе и дальше гороптера, перемещаются по сетчатке. Благодаря этому наблюдателю кажется, что более близкие предметы перемещаются назад относительно точки A, а более удалённые предметы обгоняют точку A в направлении его движения. И вся видимая наблюдателем панорама представляется как бы вращающейся вокруг фиксируемой точки A по часовой стрелке (для направления движения наблюдателя слева направо). Пороговые величины различения глубины пространства в данном случае зависят от скорости перемещения наблюдателя и определяются соотношением

$$\Delta r^{**} = r_A^2/(v\Delta\tau \pm r_A\alpha_0),$$

где знак плюс используется для порога глубины в сторону от точки A к наблюдателю, знак минус — в сторону за неё.

Радиус действия динамич. стереоэффекта r^{**}_∞ аналогично (3) может быть определён величиной:

$$r^{**}_\infty = v\Delta\tau/\alpha_0.$$

При больших скоростях движения наблюдателя, напр. при $v = 10$ м/с (36 км/ч), $\Delta\tau = 0{,}1$ с, $\alpha_0 = 0{,}0003$ (1 угл. мин), величина r^{**}_∞ составляет 3300 м, намного превышая радиус бинокулярного стереовосприятия.

Динамич. стереоэффект важен и для различения глубины пространства на близких расстояниях при малых скоростях перемещения точек зрения наблюдателя относительно объекта. (Примером этого является вдевание нитки в ушко иголки; боковое оглядывание иголки то одним, то другим глазом позволяет облегчить пространственное совмещение ушка с концом нитки.)

Лит.: Краснов С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.-Л., 1950; Вадзе Н. А., Стереоскопия, М., 1962; его же, Стерео: фотография, кино, телевидение, М., 1966; Логвиненко А. Д., Зрительное восприятие пространства, М., 1981.

Н. А. Вадзе.

СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ (пространственное изображение) — изображение предмета, к-рое представляется наблюдателю объёмным (трёхмерным), передающим форму изображаемых объектов, характер их поверхности, взаимное расположение в пространстве и др. внеш. признаки. Возникает С. и. в сознании человека в результате слияния в единый зрительный образ двух плоских изображений *стереопары*, рассматриваемых раздельно каждым глазом.

Каждое из двух изображений стереопары представляет собой центр. проекцию объекта (полученную, напр., фотографированием) с правой и левой точек зрения, разнесённых по горизонтали на нек-рое расстояние, называемое стереобазисом. Изображение объекта, полученное с правой точки, должно рассматриваться правым глазом, а изображение, полученное с левой точки,— левым глазом. Простейшим прибором для такого рассматривания является стереоскоп. Т. к. правое и левое изображения стереопары представляют собой разные ракурсы объекта, то при оптич. наложении друг на друга они совмещаются не полностью, изображения разноудалённых точек объекта оказываются смещёнными вправо или влево относительно друг друга, образуя горизонтальный линейный параллакс. Величина параллакса зависит от удалённости наблюдаемой точки изображения. Если точка правого изображения в плоскости совмещения оказывается правее

левого изображения этой точки, то параллакс считается положительным и пространственное положение слитного образа этой точки в С. и. будет представляться расположенным за плоскостью совмещения; если точка правого изображения расположена левее точки левого изображения, то параллакс считается отрицательным и слитное изображение точки оказывается перед плоскостью совмещения; при параллаксе, равном нулю, слитный образ формируется в плоскости совмещения.

Оптич. наложение правого и левого изображений стереопары друг на друга осуществляется селективной проекцией или печатью этих изображений, позволяющими в то же время посредством спец. фильтров выделять каждое изображение из их «смеси» для предъявления его предназначенному глазу. В зависимости от способов фильтрации изображений различают следующие способы воссоздания С. и.: очковые — анаглифический, поляризационный, эклипсный; безочковые (растровые) — одностереопарные и многоракурсные.

Очковые методы наблюдения стереоскопического изображения

В а н а г л и ф и ч е с к о м м е т о д е воспроизведения С. и. (рис. 1) используется спектральная сепарация изображений стереопары. В этом случае одно из изображений стереопары, напр. правое $a_R b_R$, печатается

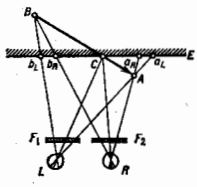


Рис. 1. Анаглифическая система синтезирования пространственного образа AB при рассматривании на экране E изображений стереопары $a_R b_R$ и $a_L b_L$, соответственно правым R и левым L глазом через сепарирующие очки с цветными фильтрами F_1, F_2.

на экране E красной краской, а левое изображение $a_L b_L$, налагаясь на красное, печатается зелёной краской. Тогда, рассматривая изображения через цветные очки, левым глазом L через красный светофильтр F_1 увидим тёмный силуэт зелёного изображения $a_L b_L$, а правым глазом R через зелёный светофильтр увидим тёмный силуэт только красного изображения $a_R b_R$. Слитный образ точек a_R и a_L, соответственно фиксируемых правым R и левым L глазом, будет виден на пересечении линий их визирования в точке A перед экраном E. Аналогично визуальное слияние точек b_R и b_L, видимых правым и левым глазом, создаёт образ точки B, лежащей за экраном E. Т. о., точки A и B окажутся пространственно разнесены. Этот метод легко реализуется и широко используется для получения С. и. в полиграфии, кино, телевидении, однако он не позволяет воспроизводить цветные объёмные изображения (см. также *Анаглифов метод*).

П о л я р и з а ц и о н н ы й м е т о д может быть использован для проекц. воспроизведения цветных С. и. Левое и правое изображения стереопары проецируются на экран лучами поляризов. света с плоскостями поляризации, ориентированными взаимно перпендикулярно для правого и для левого изображений. В качестве экрана служат деполяризующие свет металлизированные поверхности или матированные прозрачные листы. Рассматривают изображения на экране через очки с поляризац. *светофильтрами*, при этом плоскости поляризации светофильтров, находящихся перед правым и левым глазом, ориентируют соответственно параллельно плоскостям поляризации лучей, проецирующих правое и левое изображения стереопары. Этот метод применяется для реализации стереокино.

Э к л и п с н ы й м е т о д использует временную фильтрацию (поочерёдное рассматривание) правого и левого изображений стереопары. Правое и левое изображения в чередующемся порядке проецируются на экран и вместе с этим синхронно перед правым и левым глазом открываются и закрываются заслонки в очках, через к-рые зритель поочерёдно видит правым глазом правое изображение стереопары, левым глазом — левое изображение. Недостатком этого метода являются мерцания С. и., заметные при малой частоте ($\lesssim$100 Гц) смены правых и левых кадров на экране. Однако и при малой частоте смены кадров (вплоть до единицы Гц) стереоэффект сохраняется, и поэтому метод находит применение в тех случаях, когда этим недостатком можно пренебречь, в частности в рентгенотехнике.

При решении практич. задач возможно комбинирование систем воспроизведения С. и. Такой симбиоз эклипсного метода с поляризац. методом предложен для реализации стереоскопич. телевидения. В данном случае (рис. 2) на экране *2* телевизора *1* последовательно во времени экспонируются правые и левые изображения стереопары, а наблюдение С. и. ведётся через поляризац. очки *8* со взаимно перпендикулярно ориентированными плоскостями поляризации фильтров F_1 и F_2. Перед экраном телевизора устанавливается управляемый транспарант, состоящий из листа полароида

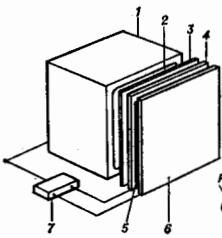


Рис. 2. Система телевизионного воспроизведения стереоскопического изображения с поочерёдным предъявлением правых и левых кадров на экране *2* телевизора *1* и с их рассматриванием через управляемый транспарант *3—6* и поляроидные очки *8*.

3 и жидкокристаллич. модулятора света, выполненного из двух прозрачных проводящих пластин *4* и *6*, между к-рыми расположен парафазный жидкокристаллич. слой *5*. При подаче от коммутатора *7* электрич. управляющих импульсов к пластинам *4* и *6* происходят повороты плоскости поляризации лучей, проходящих через транспарант, на 90° то в одну, то в др. сторону. В те временные интервалы, когда та или иная фаза поляризации совпадает с экспозицией соответственно правых или левых кадров С. и. на экране телевизора, через поляроидные фильтры F_1 и F_2 очков можно попеременно видеть правым глазом последовательно только правых кадров стереопары, а левым глазом — только левых кадров. Это обеспечивает зрительное восприятие пространственного образа С. и. на телевиз. экране.

Безочковые методы воспроизведения стереоскопического изображения

В таких методах для сепарации правого и левого изображений стереопары используют *растровые оптические системы*, создающие перед экраном зоны избират. видения, из к-рых правым и левым глазом можно увидеть раздельно соответствующие изображения стереопары. Этот принцип а в т о с т е р е о с к о п и и поясняется на рис. 3. Если перед фотопластинкой E укрепить щелевой растр F и с иек-рого расстояния из точки A_0 спроецировать через растр на фотопластинку одно из изображений стереопары, напр. левое, то после проявления пластинки можно будет увидеть это растрированное изображение (обозначенное на рис. чёрными точками), наблюдая через тот же растр из положений A_0, A_1, A_2 и т. д., лежащих на прямой YY. Области A_0, A_1, A_2,... можно назвать з о н а м и и з б и р а т е л ь н о г о в и д е н и я левого изображения. Одновременно с левым изображением стереопары можно напечатать на фотоплёнке E правое изображение, проецируя его из

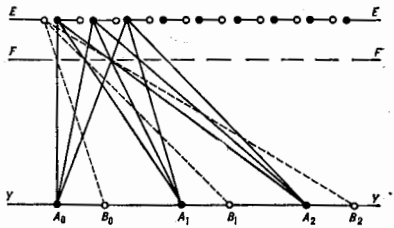


Рис. 3. Принцип автостереоскопического воспроизведения пространственных изображений через щелевой растр F.

точки B_0, лежащей на прямой YY и сдвинутой вправо от точки A_0 на величину межарачкового бависа. Элементы этого изображения, отмеченные на EE белыми кружочками, будут видны соответственно из зон избират. видения правого изображения B_0, B_1, B_2... Наблюдать слитное С. и. в данном случае можно свободно из каждой пары зон A_0B_0, A_1B_1, A_2B_2 и т. д.

Показ автостереоскопич. изображения для большой аудитории может осуществляться с помощью радиального растрового стереоэкрана, называемого также перспективным (рис. 4). Особенностью стереоэкрана является то, что плоскость экрана E и плоскость щелевого растра F, расположенного

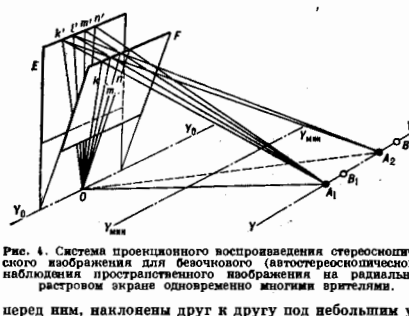


Рис. 4. Система проекционного воспроизведения стереоскопического изображения для безочкового (автостереоскопического) наблюдения пространственного изображения на радиальном растровом экране одновременно многими зрителями.

перед ним, наклонены друг к другу под небольшим углом, так что в своём продолжении они пересекаются по горизонтальной прямой Y_0Y_0. Щели растра направлены радиально к центру O, лежащему на прямой Y_0Y_0. Если из какой-либо точки A_0 направить на экран E световой пучок, то свет, проходящий через щели растра k, l, m, n, образует на экране E картину полос k', l', m', n', также радиально сходящихся к центру O. Световые плоскости, проходящие через щели растра, пересекаются по прямой OA_1, из каждой точки к-рой можно увидеть через все щели освещённый экран, т. е. эта прямая представляет собой фокальную линию избирательного видения. Если период следования щели у растра в его сечениях, параллельных прямой Y_0Y_0, постоянен, то такими же линиями избират. видения являются и прямые OB_1, OB_2, OB_3, образуемые световыми лучами, отражёнными от освещённых полос экрана, напр. от полосы Ok' через соседние щели растра Ol, Om, On,... Точки A_1, A_2, A_3 и др. располагаются на прямой YY, параллельной Y_0Y_0 и проходящей через точку A_1.

Проецируя из др. точки B_1, расположенной на прямой YY, на экран др. пучок света, можно создать новую серию линий избират. видения OB_1, OB_2, OB_3 и т. д., расположенных в одной плоскости с линиями OA_i. Все линии избират. видения образуют плоскость, называемую плоскостью избирательного видения.

Проецируя на экран из точки A_1 правое, а из точки B_1 левое изображение стереопары, можно создать в плоскости OYY условия для раздельного видения правого и левого изображений избирательно правым и левым глазом соответственно из зон OA_i и OB_i.

Очевидно, заменяя щели растра F цилиндрич. (конич.) линзами, можно сузить световые полоски от источника света на экране за растром и таким образом повысить разрешающую способность стереоэкрана. Благодаря этому на линзово-растровый стереоэкран с линии YY можно проецировать не одну пару ракурсов (стереопару), а большое число ракурсов объекта, сфотографированных с горизонтального ряда точек (напр., точек 1, 2, 3, 4,...), сдвинутых так, чтобы точка 2 была левее 1, точка 3 левее 2, точка 4 левее 3 и т. д. В этом случае в плоскости избират. видения OYY образуются смежно расположенные зоны, из любой пары к-рых можно наблюдать на экране С. и., рассматривая его в разных ракурсах.

Реализация такого рода многоракурсного С. и. возможна в разл. системах отображения визуальной информации, и в частности на экране электронно-лучевой трубки прибора (рис. 5). Электронный прожектор *1* проецирует через растр-решётку G на люминесцентный экран E изображение объекта, видимое с левой точки; про-

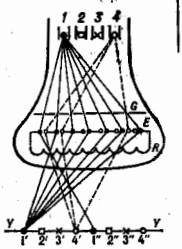


Рис. 5. Схема автостереоскопического формирования многоракурсного пространственного изображения на экране электронно-лучевой трубки, наблюдаемого через линзовый растр.

жектор *2* проецирует изображение, соответствующее правой точке; прожектор *3* — ещё более правой точке; прожектор *4* — крайней правой точке. Электронные лучи от каждого прожектора, проходя через узкие щели решётки G, падают на разл. участки экрана E, вызывая свечение своего растрового изображения. Так, напр., лучи от прожектора *1* вызывают свечение участков экрана, обозначенных на рис. 5 чёрными кружками, а от прожектора *4* — светлыми кружками. Установленный с др. стороны экрана линзовый растр R собирает излучение от точек экрана, освещённых прожектором *1*, в зону *1'*, от прожектора *2* — в зону *2'*, прожектора *3* — в зону *3'*, прожектора *4* — в зону *4'*. Вдоль оси YY образуются зоны избират. видения смежных ракурсов объекта, из любой пары к-рых можно наблюдать пространственный образ объекта. Вдоль оси YY образуются также дополнит. зоны избират. видения *1'''—4''*, *1'''—4'''* идр., позволяющие наблюдать С. и. одноврем. многим зрителям.

Подобный метод используется при изготовлении многоракурсных полиграфич. С. и., рассматривае-

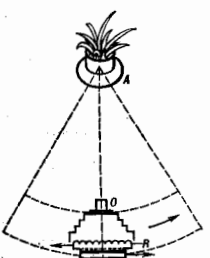


Рис. 6. Панорамная съёмка параллаксограммы многоракурсных стереоизображений непрерывно движущейся фотокамерой на фотоматериал через линзовый растр.

ных через склеенный с отпечатком линзовый растр. При этом объект фотографируют с равных сторон фотокамерой, движущейся вокруг него (рис. 6). Съёмка ведётся на фотоматериал P, прикрытый линзовым растром R и, в свою очередь, сдвигаемый во время съёмки на величину периода (шага) линзового рястра, для того чтобы распределить на фотоматериале раздельную запись последоват. ракурсов в виде кодированных дорожек. (Создаётся т. н. параллаксограмма, стереоскопически считываемая через декодирующий линзовый растр.)

Дальнейшим развитием многоракурсных С. и. является интегральная фотография, позволяющая записывать изменение ракурсов объекта одновременно, как в горизонтальном направлении, так и в вертикальном (см. *Растровые оптические системы*).

Наиб. существ. отличием многоракурсных С. и. от одностереопарных является то, что первые создают более комфортные условия для наблюдения объёмного изображения и сохраняют неизменность пространственных соотношений картины при относит. перемещениях наблюдателя, тогда как при наблюдении одностереопарного С. и. глубина и форма наблюдаемой картины меняются в зависимости от дистанции и местоположения наблюдателя.

Лит.: Власенко В. И., Полиграфическое производство стереоизображений с линзовым растром, М., 1978; Мамчев Г. В., Стереотелевидение, М., 1982; Валюс Н. А., Стерео: фотография, кино, телевидение, М., 1986; Дудников Ю. А., Рожков Б. К., Растровые системы для получения объемных изображений, Л., 1986; Касс К., Касс А., Практическая стереофотография, Минск, 1987. *Н. А. Валюс.*

Стереоскопическое изображение компьютерное

Появление персонального компьютера, снабжённого *сканером* и высококачеств. принтером (размер точки $^1/_{300}$ дюйма), позволило конструировать компьютерные стереокарточки и стереослайды (аналогичные обычным стереофотографиям и стереослайдам) и создавать объёмные компьютерные копии реальных объектов. Однако это возможно только в том случае, когда известна трёхмерная структура объекта или сцены, С. и. к-рых надо построить.

Примером объекта с известной структурой является любая макромолекула (молекула белка, нуклеиновой кислоты и т. п.), пространственная форма и размеры к-рой известны обычно из анализа методами *рентгеновского структурного анализа*). Для построения С. и. молекул выбирают такую систему координат, начало отсчёта к-рой находится в центре тяжести молекулы (заранее найденном), ось X проходит горизонтально (параллельно прямой, соединяющей зрачки глаз наблюдателя), ось Z проходит вдоль направления наблюдения, а ось Y перпендикулярна им обеим. В этой системе отсчёта атом с координатами x, y, z будет виден левым глазом так, как если бы он находился в плоскости в точке с координатами

$$x_1=(x-d)L/(L-z),$$

$$y_1=yL/(L-z),$$

где L — расстояние до центра молекулы, d — расстояние между зрачками; соответственно для правого глаза:

$$x_2=(x+d)L/(L-z).$$

Поэтому одним из вариантов построения стереопары на мониторе компьютера будет изображение левой и правой точек $u_л$, v и $u_п$, v:

$$u_л=x_0+R+mx_1,$$

$$u_п=x_0-R+mx_2,$$

$$v=y_0-my_1,$$

где x_0, y_0 — координаты центра монитора, R — расстояние между правой и левой половинами стереопары, m — масштабный фактор, определяющий размер С. и.

Если построена последовательность компьютерных стереопар, то на мониторе компьютера можно наблюдать стереофильмы (невооружённым глазом либо с помощью стереоскопа).

Возможность построить стереопару по картине или рисунку художника зависит от того, использовались ли художником законы перспективы [1]. Если на рисунке, выполненном с использованием прямой перспективы, ясно видна точка перспективы, можно найти предполагаемые пространственные координаты всех точек С. и. При построении стереопары пейзажа можно отд. объекты пейзажа вынести в разные параллельные плоскости, в разл. степени удалённые от зрителя.

На рис. 7 приведена компьютерная стереопара, построенная по картине В. А. Серова «Ида Рубинштейн».

Рис. 7.

Построение С. и. невидимого. В окружающем мире имеется целый ряд измеряемых, но не видимых человеческим глазом физ. величин, пространственное распределение к-рых часто необходимо знать в практич. целях. К таким величинам относятся, напр., интенсивность гамма-излучения естественных или техногенных радиоактивных веществ, абс. значения вредных атомарных или молекулярных примесей в загрязнённом воздухе, воде и т. д., распределение темп-ры, влажности воздуха и т. п. Компьютеры позволяют визуализировать измеренные величины, в частности построить для них условные С. и. Большое значение трёхмерная визуализация имеет в разл. мед. диагностиках, в частности в ЯМР-, рентгеновской и ультразвуковой *томографии*.

Восстановление трёхмерной сцены по стереопаре. Наряду с построением стереопар иногда необходимо решить обратную задачу — провести анализ оцифрованной фотостереопары для получения информации об изображённой на ней трёхмерной сцене [2]. Это бывает необходимо, напр., для дистанц. определения рельефа поверхности Земли или др. планеты, морского дна, для автономной навигации передвигающегося робота. Осн. идея всех подходов к этой задаче — найти соответствующие (гомологичные) точки на левой и правой половинах стереопары и по расстоянию между этими точками определить локальную глубину данной точки в изображении сцены. Для решения этой задачи было предложено много алгоритмов [3]. Однако задача эта очень сложна и, по-видимому, ещё далека от решения: анализ стереопары предполагает наличие в памяти ЭВМ весьма обширных знаний о мире, без к-рых расшифровка стереопары в общем случае маловероятна.

При построении системы анализа стереопар очень важно уменьшить число элементов изображения — для облегчения нахождения соответствующих точек. Как правило, в прикладных задачах оказывается, что анализировать необходимо не всю информацию, содержащуюся в стереонаре, а лишь небольшую её часть. В ряде случаев, напр., особый интерес представляют сведения о прямых линиях, в частности о вертикаль-

ных прямых (это относится ко многим сооружениям — зданиям, заводам, улицам, дорогам и т. п.).

Если для восстановления трёхмерной структуры объекта или сцены по стереопаре нужно найти не слишком большое число гомологичных точек, то компьютер только помогает человеку, к-рый отмечает ряд важных пар точек-гомологов на фотостереопаре, выведенной на экран компьютера. Более подробно вопросы С. и. см. в [3].

Лит.: 1) Мочалов Л. В., Пространство мира и пространство картины, М., 1983; 2) Поджио Т., Зрение человека и технические системы видения, «В мире науки», 1984, № 6, с. 58; 3) Введенов А. А., Математика стереоизображений, М., 1991.

А. А. Введенов.

СТЕРЕОТРУБА́ — бинокулярный стереоскопич. прибор, состоящий из двух зрительных труб на шарнирной оси; обеспечивает получение *стереоскопического изображения* (изображение прямое, *увеличение оптическое* ~10—20). С. применяют в военном деле.

СТЕ́РЖЕНЬ в акустике — упругое твёрдое тело, длина к-рого значительно превышает его поперечные размеры. С. представляет собой важный элемент *линий задержки* в изделиях *акустоэлектроники*, используется в высокочастотных пьезоэлектрич. датчиках давления, различных музыкальных устройствах и инструментах (ксилофоне, камертоне). К задачам колебаний С. сводятся мн. расчёты нагрузок строит. конструкций.

В С. могут распространяться продольные, крутильные и изгибные *упругие волны*. В отличие от волн в неограниченных твёрдых телах, волны в С. (т. н. *нормальные волны*) удовлетворяют не только ур-ниям теории упругости, но и граничным условиям на боковых и торцевых поверхностях С.

Продольные волны в С.— однородные по сечению деформации сжатия и растижения, распространяющиеся вдоль оси С. Смещение u в низкочастотной продольной упругой волне, длина к-рой значительно превышает поперечные размеры С., удовлетворяет волновому ур-нию

$$\rho S\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-\frac{\partial}{\partial x}\left(ES\frac{\partial u}{\partial x}\right)=0, \qquad (1)$$

где ρ — плотность материала С., S — площадь поперечного сечения С., x — координата вдоль оси С., E — модель Юнга. Возмущение, описываемое ур-нием (1), в случае постоянных по длине С. S и E распространяется без изменений со скоростью $c_{\text{пр}}=\sqrt{E/\rho}$. Высокочастотные продольные волны распространяются в С. как в неограниченном твёрдом теле со скоростью

$$c^{*}_{\text{пр}}=\sqrt{(1-\nu)E/(1+\nu)(1-2\nu)\rho}\,,$$

где ν — коэф. Пуассона. Для большинства материалов $c^{*}_{\text{пр}}$ незначительно превышает $c_{\text{пр}}$. В промежуточной области длин волн, сравнимых с поперечными размерами С., наблюдается дисперсия.

Крутильные волны в С. соответствуют распространению симметричного относительно оси С. вращат. движения поперечного сечения. Ур-ние движения в этом случае для угла закручивания сечения С. $\varphi=\varphi(x,t)$ имеет вид:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}-\frac{\mu}{\rho}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}=0,$$

где μ — модуль сдвига.

Скорость распространения крутильных волн не зависит от радиуса поперечного сечения, $c_{\text{кр}}=\sqrt{\mu/\rho}$. При изменении частоты скорость распространения крутильной волны не изменяется.

Изгибные волны в С. характеризуются смещениями w точек оси С. в поперечном направлении, ур-ние для к-рых записывается в виде:

$$\rho I\frac{\partial^4 w}{\partial t^2\partial x^2}=EI\frac{\partial^4 w}{\partial x^4}+\rho S\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \qquad (2)$$

где I — момент инерции поперечного сечения С. относительно поперечной оси, лежащей в нейтральном сечении. В случае низкочастотных волновых движений пренебрегают членом в левой части ур-ния (2), учитывающим инерционное сопротивление повороту сечений С., и получают решения, описывающие две диспергирующие волны, распространяющиеся в противоположных направлениях с фазовой скоростью

$$c_{\text{изг}}=\pm\sqrt[4]{EI/\rho S}\cdot\sqrt{\omega}.$$

Групповая скорость низкочастотных изгибных волн в С. в два раза больше фазовой. При описании высокочастотных изгибных волн учитывают поворот сечений С. и пользуются строгим решением ур-ния (2). Высокочастотная изгибная волна в С. не испытывает дисперсии, скорость её распространения $C_{\text{изг}}=\sqrt{\mu/\rho}$. Вынужденные колебания С. под действием переменной вынуждающей силы происходят с частотой её приложения. При прекращении действия вынуждающей силы ограниченный С. продолжает колебаться на нек-рых собств. частотах ω_n. Собств. частоты продольных колебаний С. не зависят от способа его закрепления и описываются ф-лой

$$\omega_n^{\text{пр}}=\sqrt{E/\rho}\cdot\pi n/l,\quad n=1,2,\ldots,$$

где l — длина С. Аналогичная ф-ла для частот собственных крутильных колебаний имеет вид:

$$\omega_n^{\text{кр}}=\sqrt{\mu/\rho}\cdot\pi n/l,\quad n=1,2,\ldots.$$

Собств. частоты этих двух видов колебаний образуют гармонич. ряд. Собств. частоты изгибных колебаний С., $\omega_n^{\text{изг}}$, гармонич. ряда не образуют вследствие дисперсии. Напр., для случая закреплённого на концах С.

$$\omega_n^{\text{изг}}=\sqrt{EI/\rho S}\cdot 2\pi\alpha_n^2/l^2,$$

где $\alpha_1=4{,}73$; $\alpha_2=7{,}85$,... Для случая свободно опёртого на концах С.

$$\omega_n^{\text{изг}}=\sqrt{EI/\rho S}\cdot(\pi n/l)^2,\quad n=1,2,\ldots$$

При совпадении частоты вынуждающей силы с одной из собств. частот С. имеет место *резонанс*.

Лит.: Красильников В. А., Звуковые и ультразвуковые волны в воздухе, воде и твердых телах, 3 изд., М., 1960; Тимошенко С. П., Колебания в инженерном деле, пер. с англ., М., 1959; Скучик Е., Простые и сложные колебательные системы, пер. с англ., М., 1971.

С. В. Егерев.

СТЕФА́НА — БО́ЛЬЦМАНА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ — утверждает пропорциональность 4-й степени абс. темп-ры T полной объёмной плотности ρ равновесного излучения ($\rho=aT^4$, где a — постоянная) и связанной с ней полной испускат. способности u ($u=\sigma T^4$, где σ — *Стефана — Больцмана постоянная*). Сформулирован на основе эксперим. данных И. Стефаном (J. Stefan, 1879) для испускат. способности любого тела. Однако последующие измерения показали его справедливость только для испускат. способности *абсолютно чёрного тела*. В 1884 С.— Б. з. и. был теоретически получен Л. Больцманом (L. Boltzmann) из термодинамич. соображений с учётом пропорциональности (согласно классич. электродинамике) давления равновесного излучения плотности его энергии. Однако значения постоянных a и σ оказалось возможным определить теоретически только на основе *Планка закона излучения*, из к-рого С.— Б. з. и. вытекает как следствие. С.— Б. з. и. применяют для изменения высоких темп-р.

М. А. Ельяшевич.

СТЕФА́НА — БО́ЛЬЦМАНА ПОСТОЯ́ННАЯ — *фундаментальная физическая константа* σ, входящая в закон, определяющий полную (по всем длинам волн излучения) испускат. способность *абсолютно чёрного*

тела (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*); $\sigma = 5{,}67032(71)\cdot10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

СТИГМАТИ́ЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ (от греч. stígma, род. падеж stígmatos — точка, укол) — *изображение оптическое*, каждая точка к-рого соответствует одной точке изображаемого оптич. системой объекта. Строго говоря, подобное соответствие возможно лишь в идеальных оптич. системах при условии, что устранены все аберрации (см. *Аберрации оптических систем*) и можно пренебречь волновыми свойствами света, в частности *дифракцией света*. Для реальных оптич. систем понятие С. и. является лишь приближением [всякая реальная система изображает точку не точкой, а «пятном» или пространственной фигурой хотя и малых, но конечных размеров (см. *Разрешающая способность*)]. Для *параксиального пучка лучей* осн. аберрацией, нарушающей приближённую стигматичность изображения, является *астигматизм*.

СТИЛО́МЕТР (англ. steel — сталь и греч. metréō — измеряю) — *спектральный прибор* для экспрессного количественного эмиссионного спектрального анализа содержания элементов в сталях и цветных сплавах.

СТИЛЬБ (от греч. stílbō — сверкаю, сияю) (сб, sb) — единица яркости в системе единиц СГСЛ (см-г-с-люмен). 1 сб = 10^4 кд/м² = $\pi\cdot10^4$ *апостильб* = π *ламберт*.

СТОКС (Ст, St) — единица кинематич. вязкости в *СГС системе единиц*. Назв. в честь Дж. Г. Стокса (G. G. Stokes). 1 Ст = 1 см²/с = 10^{-4} м²/с. Обычно применяется сантистокс: 1 сСт = 10^{-2} Ст.

СТО́КСА ЗАКО́Н — закон, определяющий силу сопротивления F, испытываемую твёрдым шаром при его медленном равномерном поступат. движении в неограниченной вязкой жидкости: $F = 6\pi\mu r v$, где μ — коэф. вязкости жидкости, r — радиус шара, v — скорость его поступат. движения. Выведен Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes) в 1851. Этот случай обтекания шара часто наз. течением Стокса. С. з. справедлив лишь для малых *Рейнольдса чисел* $Re \ll 1$. С помощью выражения $Re = \rho r v/\mu$, где ρ — плотность жидкости, С. з. преобразуется к безразмерному виду $C_x = 24/Re$, где C_x — *аэродинамический коэффициент* сопротивления. С. з. обобщается на случай нестационарного движения шара со скоростью $v(t)$, где t — время. В частности, для мгновенного (импульсного) приведения шара в поступат. движение со скоростью v_0 из состояния покоя С. з. принимает вид

$$F = 6\pi\mu r v_0[1 + (\rho v^2/\pi\mu t)^{1/2}].$$

С. з. используется в коллоидной химии, молекулярной физике, метеорологии. По С. з. можно определить скорость осаждения мелких капель тумана, коллоидных частиц, частиц ила и др. мелких частиц. Предельную скорость $v_{пр}$ падения шарика мелких размеров в вязкой жидкости находят по ф-ле $v_{пр} = {}^2/_9 r^2 g(\rho' - \rho)/\mu$, где ρ' — плотность вещества шарика, g — ускорение свободного падения. С. з. применяют также для определения коэф. вязкости очень вязких жидкостей (см. *Вискозиметрия*). *С. Л. Вишневецкий.*

СТО́КСА ПАРА́МЕТРЫ — параметры, используемые для описания состояния поляризации эл.-магн. волн. Введены Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes) в 1852.

Идеальная плоская монохроматич. волна в общем случае поляризована эллиптически. Состояние её поляризации обычно описывают, задавая направление колебаний электрич. поля. Если волна распространяется перпендикулярно плоскости рисунка и направлении от нас (ось Ox), а θ — угол между большой осью эллипса и осью Oy, $\boldsymbol{r}$ — единичный вектор по оси Oy, $\boldsymbol{l}$ — единичный вектор по оси Ox, то электрич. поле волны можно записать в виде $\boldsymbol{E} = E_r\boldsymbol{r} + E_l\boldsymbol{l}$, где E_r и E_l — комплексные амплитуды, $E_r = a_r\exp[i(\omega t - kz - \varepsilon_r)]$, $E_l = a_l\exp[i(\omega t - kz - \varepsilon_l)]$. Здесь a_r и a_l — амплитуды соответствующих колебаний, а ε_r и ε_l — их фазовые сдвиги. Реально измеряются величины a_r, a_l и $\delta = \varepsilon_l - \varepsilon_r$ — разность фаз колебаний по осям $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{r}$. Вдоль большой и малой осей эллипса введём единичные векторы $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{q}$ и представим поле $\boldsymbol{E}$ в виде:

$$\boldsymbol{E} = a\cos\beta\sin\varphi\cdot\boldsymbol{p} + a\sin\beta\cos\varphi\cdot\boldsymbol{q},$$

где $\varphi = \omega t - kz + \zeta$, ζ — фазовый угол, $|a\cos\beta|$ и $|a\sin\beta|$ — длины большой и малой осей эллипса, величина a^2 характеризует интенсивность пучка. Отношение осей эллипса — степень эллиптичности пучка — задаётся $|\mathrm{tg}\beta|$. Описать эллиптически поляризованную волну можно с помощью разл. групп четырёх параметров. Это либо $\mathrm{Re}E_r$, $\mathrm{Im}E_r$, $\mathrm{Re}E_l$, $\mathrm{Im}E_l$, либо a_r, a_l, ε_r, ε_l, либо a, β, ζ, θ; каждая из этих групп легко выражается через другую.

Однако использование любой группы параметров для характеристики поляризации излучения неудобно, в частности трудности возникают при сложении пучков.

Состояние поляризации светового пучка удобно описывать с помощью С. п., к-рые определяются ф-лами

$$S_1 = E_lE_l^* + E_rE_r^*,\quad S_2 = E_lE_l^* - E_rE_r^*,$$

$$S_3 = E_lE_r^* + E_rE_l^*,\quad S_4 = i\left(E_lE_r^* - E_rE_l^*\right).$$

С. п. представляют собой столбец-вектор:

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \end{bmatrix}$$

С. п. можно записать также в виде строки $\{S_1S_2S_3S_4\}$. С точностью до пост. множителя эти величины имеют размерность интенсивности света, т. е. подобны *Пойнтинга вектору*. С. п. содержат полную информацию об интенсивности, степени и форме поляризации пучка.

Для плоской волны С. п. легко представить через геом. характеристики:

$$S_1 = a_l^2 + a_r^2 = a^2,\quad S_2 = a_l^2 - a_r^2 = a^2\cos2\beta\cos2\theta,$$

$$S_3 = 2a_la_r\cos\delta = a^2\cos2\beta\sin2\theta,$$

$$S_4 = 2a_la_r\sin\delta = a^2\sin2\beta.$$

В этом случае независимых параметров только три, т. к. $S_1^2 = S_2^2 + S_3^2 + S_4^2$. С помощью предыдущих ф-л по С. п. плоской волны легко определить величины, задающие направление колебаний $\boldsymbol{E}$ по осям $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{r}$ или $\boldsymbol{p}$ или $\boldsymbol{q}$, т. е. восстановить поле.

Реальный световой пучок представляет собой суперпозицию огромного числа неизависимых мод поля излучения, быстро сменяющих друг друга со случайными фазами и направлениями колебаний. С. п. суммарного пучка равны суммам С. п. отд. пучков:

$$S_1 = \sum_i S_{1i},\quad S_2 = \sum_i S_{2i},\quad S_3 = \sum_i S_{3i},\quad S_4 = \sum_i S_{4i}.$$

Это свойство С. п. используется в оптике. Первый С. п.— это интенсивность света. Часто применяются нормированные С. п., $\tilde{S}_i = S_i/S_1$, т. к. они безразмерные величины (1, S_2/S_1, S_3/S_1, S_4/S_1). Если $a_r = 0$, то свет поляризован горизонтально и его нормированные С. п. равны (1,1, 0,0). Если $a_l = a_r$ и $\delta = 0$, свет поляризован под углом 45° (1, 0, 1,0) и т. д. Для неполяризов. света $S_2 = S_3 = S_4 = 0$. Все параметры реального

пучка нетрудно определить с помощью анализатора и четвертьволновой пластинки. Существуют уже сосчитанные С. п. для разных форм поляризации света [3].

При любом линейном оптич. процессе (рассеянии, отражении, преломлении на к.-л. поверхности) С. п. падающего пучка (S_{0k}) линейно преобразуются в С. п. вышедшего пучка S_i с помощью *Мюллера матрицы* M_{ik}: $S_i = M_{ik}S_{0k}$.

Лит.: 1) Розенберг Г. В., Вектор-параметр Стокса, «УФН», 1955, т. 58, с. 77; 2) Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 3) Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; 4) Шифрин К. С., Введение в оптику океана, Л., 1983. *К. С. Шифрин.*

СТО́КСА ПРА́ВИЛО — эмпирич. правило, согласно к-рому длина волны *фотолюминесценции* должна быть больше, чем длина волны возбуждающего её оптич. излучения. Впервые установлено Дж. Г. Стоксом (G. G. Stokes) в 1852; впоследствии обобщено и уточнено Э. Ломмелем (E. Lommel) и С. И. Вавиловым. Согласно обобщённому С. п., максимумы (или центры тяжести) электронной полосы люминесценции сдвинуты в ДВ-область относительно максимума полосы возбуждения (стоксова люминесценция). С. п. обусловлено частичной потерей энергии электронного возбуждения центров свечения на возбуждение тепловых колебаний, происходящее между процессами поглощения и испускания света. Нек-рая (обычно небольшая) часть излучат. переходов может происходить и с испусканием квантов, более коротковолновых, чем возбуждающие. Такие процессы происходят с использованием тепловой энергии люминофора, однако вероятность переходов при этом невелика и интенсивность такой антистоксовой люминесценции обычно мала.

Лит. см. при ст. *Люминесценция.* *Ю. П. Тимофеев.*

СТО́КСА ТЕОРЕ́МА — обобщение *Стокса формулы*, утверждение о равенстве интеграла от внеш. дифференциала $d\omega$ *дифференциальной формы* по ориентированному компактному *многообразию* M интегралу от самой формы по ориентированному (согласованно с ориентацией многообразия M) краю ∂M многообразия M:

$$\int_M d\omega = \int_{\partial M} \omega. \qquad (*)$$

Широко известными частными случаями (*) являются *Гаусса — Остроградского формула*, *Грина формулы*.

СТО́КСА ФО́РМУЛА — одна из осн. интегральных теорем *векторного анализа*, связывающая поверхностный интеграл с криволинейным:

$$\oint_{\partial S} a dr = \int_S (\mathrm{rot}\, a)_n dS. \qquad (*)$$

Здесь ∂S — замкнутая кривая, ограничивающая поверхность S, $(\mathrm{rot}\, a)_n$ — проекция на внеш. нормаль к поверхности. Согласно С. ф., циркуляция векторного поля a вдоль любой замкнутой кривой (левая часть равенства) равна потоку поля $\mathrm{rot}\, a$ через поверхность, опирающуюся на эту кривую. Из С. ф. следует, что циркуляция безвихревого поля (т. е. такого, что $\mathrm{rot}\, a \equiv 0$) вдоль любой замкнутой кривой равна 0. С. ф. и *Гаусса — Остроградского формула* являются частными случаями *Стокса теоремы*, к-рая связывает между собой интегралы от внешних *дифференциальных форм* разных размерностей. *М. Б. Менский.*

СТОЛКНОВЕ́НИЙ ТЕО́РИЯ — см. в ст. *Рассеяние микрочастиц.*

СТОЛКНОВЕ́НИЯ А́ТОМНЫЕ — элементарные акты соударения двух атомных частиц (атомов, молекул, электронов или ионов). С. а. делятся на упругие и неупругие.

При у п р у г о м С. а. суммарная кинетич. энергия соударяющихся частиц остаётся прежней — она лишь перераспределяется между частицами, а направления движения частиц меняются. В н е у п р у г о м С. а. изменяются внутр. энергии сталкивающихся частиц (они переходят на др. уровни энергии) и соответственно изменяется их полная кинетич. энергия. При этом меняется электронное состояние атома либо колебат. или вращат. состояние молекулы (см. *Молекулярные спектры*).

Упругие С. а. в газах или слабоионизов. плазме определяются *переноса процессами*. Испытываемые частицами С. а.— акты рассеяния на др. частицах — препятствуют их свободному движению. Наиб. существенно на перемещение частицы влияют те С. а., в к-рых направление её движения заметно меняется. Поэтому коэф. диффузии (перенос частиц), вязкости (перенос импульса), теплопроводности (перенос энергии) и др. коэф. переноса газа выражаются через эфф. сечение рассеяния атомов или молекул этого газа на большие углы. Аналогично *подвижность* ионов связана с сечением рассеяния иона на атоме или молекуле газа на большие углы, а подвижность электронов в газе или электропроводность слабоионизов. плазмы — с сечением рассеяния электрона на атоме или молекуле газа.

Сечение упругого столкновения атомов или молекул на большой угол при тепловых энергиях частиц наз. г а з о к и н е т и ч е с к и м с е ч е н и е м; оно имеет величину порядка 10^{-15} см^2 и определяет *длину свободного пробега* частицы в среде.

Упругое С. а. на малые углы может влиять на характер переноса эл.-магн. излучения в газе. Энергия проходящей через газ эл.-магн. волны поглощается и затем переизлучается атомами или молекулами газа. При этом даже слабое взаимодействие излучающей частицы с другими (окружающими её) частицами «искажает» испускаемую волну, т. е. сдвигает её фазу или частоту. При нек-рых условиях осн. характеристики распространяющейся в газе эл.-магн. волны определяются упругим рассеянием взаимодействующих с ней атомов или молекул на окружающих частицах, причём существенным оказывается рассеяние на малые углы.

Процессы неупругих С. а. весьма разнообразны. Перечень неупругих процессов, к-рые могут происходить в газе или слабоионизов. плазме, приведён в табл.

Неупругие процессы столкновений с участием атомных частиц и фотонов

Пункты	Тип атомного столкновения	Схема процесса
1.	Ионизация при столкновении атомов и молекул	$A+B \to A+B^+ + e$
2.	Переход между электронными состояниями	$A+B \rightleftarrows A+B^*$ $e+B \rightleftarrows e+B^*$
3.	Переход между колебательными или вращательными состояниями молекул	$AB(v)+C \to AB(v')+C$ $e+AB(v) \to e+AB(v')$ $AB(J)+C \to AB(J')+C$ $e+AB(J) \to e+AB(J')$ (v — колебательное квантовое число, J — вращательное квантовое число молекулы)
4.	Хим. реакции	$A+BC \rightleftarrows AB+C$ $A+BC \rightleftarrows A+B+C$
5.	Тушение электронного возбуждения	$B^*+A(v) \to B+A(v')$
6.	Передача возбуждения	$A+B^* \to A^*+B$
7.	Спиновой обмен (при сохранении проекции полного спина атомов изменяется проекция спина у каждого из них)	
8.	Деполяризация атома (изменяется направление орбитального момента одного из сталкивающихся атомов)	
9.	Переходы между состояниями тонкой и сверхтонкой структуры одного из сталкивающихся атомов или молекул	

Продолжение

Пункты	Тип атомного столкновения	Схема процесса
10.	Ионизация атома или молекулы электронным ударом	$e+A \to 2e+A^+$
11.	Диссоциация молекулы электронным ударом	$e+AB \to e+A+B$
12.	Рекомбинация при тройных соударениях	$e+A^+ + B(e) \to A+B(e)$
13.	Диссоциативная рекомбинация	$e+AB^+ \to A+B$
14.	Диссоциативное прилипание электрона к молекуле	$e+AB \to A^- + B$
15.	Прилипание электрона к молекуле при тройных соударениях	$e+A+B \to A^- + B$
16.	Ассоциативная ионизация	$A+B \to AB^+ + e$
17.	Эффект Пеннинга (атом A^* находится в метастабильном состоянии, причём энергия его возбуждения превышает энергию ионизации атома B)	$A^*+B \to A+B^+ + e$
18.	Взаимная нейтрализация ионов	$A^- + B^+ \to A+B$
19.	Перезарядка ионов	$A+B^+ \to A^+ + B$
20.	Ион-молекулярные реакции	$A^+ + BC \to AB^+ + C$ $A^+ + BC \to AB + C^+$
21.	Разрушение отрицательного иона	$A^- + B \to A+B+e$ $A^- + B \to AB + e$
22.	Превращение атомных ионов в молекулярные	$A^+ + B + C \to AB^+ + C$
23.	Фотоионизация атома или молекулы (с последующим спонтанным излучением возбуждённого атома)	$\hbar\omega + B \to B^*$
24.	Фоторекомбинация и фотоионизация	$e+A^+ \rightleftarrows A+\hbar\omega$
25.	Фотодиссоциация и фоторекомбинация атомов и радикалов	$\hbar\omega + AB \rightleftarrows A+B$
26.	Радиационное прилипание электрона к атому	$e+A \to A^- + \hbar\omega$

Примечание: A, B и C обозначают атом или молекулу; B*—электронно-возбуждённый атом или молекулу, e—электрон; A^+, B^+—положительно заряженный ион, A^-—отрицательно заряженный ион; $\hbar\omega$—фотон. Стрелки указывают направление процесса.

В лаб. условиях и разл. явлениях природы гл. роль играют те или иные отдельные неупругие процессы соударения частиц. Напр., излучение с поверхности Солнца обусловлено б. ч. столкновениями между электронами и атомами водорода, при к-рых образуются отрицат. ионы водорода (табл., п. 26). Осн. процесс, обеспечивающий работу гелий-неонового лазера (см. *Газовый лазер*),— передача возбуждения атомами гелия, находящимися в метастабильных состояниях, атомам неона (табл., п.6); осн. процесс в электроразрядных молекулярных газовых лазерах — возбуждение колебат. уровней молекул электронным ударом (табл., п. 3), в результате этого процесса электрич. энергия газового разряда частично преобразуется в энергию лазерного излучения. Осн. процессы в газоразрядных источниках свет — возбуждение атомов электронными ударами (табл., п. 2) в резонансных лампах, а в лампах высокого давления — фоторекомбинация электронов и ионов (табл., п. 24). Спиновой обмен (табл., п. 7) ограничивает параметры квантовых стандартов частоты, работающих на переходах между состояниями сверхтонкой структуры атома водорода или атомов щелочных металлов (табл., п. 9). Разл. неупругие процессы С. а. с участием свободных радикалов, ионов, электронов и возбуждённых атомов определяют многие свойства атмосферы Земли, причём на разных высотах преобладают разл. процессы.

Лит.: Мак-Даниель И., Процессы столкновений в ионизованных газах, пер. с англ., М., 1967; Смирнов Б. М., Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме, М., 1968; его же, Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Никитин Е. Е., Уманский С. Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979; Никитин Е. Е., Смирнов Б. М., Медленные атомные столкновения, М., 1990.

Б. М. Смирнов.

СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ — ионизация нейтральной частицы при соударениях с электронами, ионами, атомами. Подробнее см. *Ионизация.*

СТОНЕРА КРИТЕРИЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА — условие возникновения ферромагн. состояния в модели коллективизиров. носителей магн. момента (см. *Зонный магнетизм*). В парамагн. состоянии число n_+ электронов (на один атом) со спином, направленным вдоль направления намагниченности, совпадает с числом n_- электронов со спином, направленным против намагниченности:

$$n_+ = n_- = n/2$$

(n — общее число электронов, приходящихся на один атом). В рамках *Стонера модели* при темп-ре $T = 0$ энергетич. подзоны электронов с противоположно направленными спинами в результате обменного взаимодействия раздвигаются на величину 2Δ, пропорциональную намагниченности, что приводит к увеличению числа электронов в подзоне с направлением спина против намагниченности [см. рис. (*б*, *в*,) в ст. *Стонера модель*; при $T = 0$ хим. потенциал $\mu = \mathscr{E}_F$, где $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия*]. При этом произойдёт изменение кинетич. энергии (в расчёте на один атом) на величину

$$\delta\mathscr{E}_к = \Delta(n_+ - n_-)/2 = \Delta m n/2,$$

где m — относит. намагниченность, $m = (n_+ - n_-)/n$. Предполагается, что величина Δ мала и можно ограничиться линейными по Δ членами. Изменение магн. энергии (в расчёте на один атом) при переходе из парамагн. состояния в ферромагнитное равно:

$$\delta\mathscr{E}_м = U n_+ n_- - (1/4) U n^2 = (1/4) U n^2 m^2,$$

где U — параметр обменного взаимодействия. В первом порядке по параметру Δ выполняется равенство

$$\rho(\mathscr{E}_F)\Delta = (n_+ - n_-)/2 = mn/2.$$

Здесь $\rho(\mathscr{E}_F)$ — значение плотности электронных состояний при энергии $\mathscr{E} = \mathscr{E}_F$. Полное изменение энергии равно:

$$\delta\mathscr{E} = -\frac{n^2 m^2}{4\rho(\mathscr{E}_F)}[1 - U\rho(\mathscr{E}_F)].$$

Если выполняется неравенство $U\rho(\mathscr{E}_F) < 1$, то состоянию с наим. энергией будет соответствовать $m = 0$ и система окажется в парамагн. состоянии. В противном случае,

$$U\rho(\mathscr{E}_F) > 1, \qquad (1)$$

минимуму энергии будет соответствовать ферромагн. состояние $m \neq 0$. Это условие наз. С. к. ф.

При наличии внеш. магн. поля полное изменение энергии, учитывающее зеемановское слагаемое, имеет вид:

$$\delta\mathscr{E} = -\frac{n^2 m^2}{4\rho(\mathscr{E}_F)}[1 - U\rho(\mathscr{E}_F)] - mn\mu_B H.$$

Равновесное состояние системы соответствует условию $d(\delta\mathscr{E})/dm = 0$, так что магн. восприимчивость (в расчёте на атом) имеет вид:

$$\chi = m n \mu_B / H = \chi_0/(1 - \alpha\chi_0), \qquad (2)$$

где $\chi_0 = 2\mu_B^2\rho(\mathscr{E}_F)$, $\alpha = U/2\mu_B^2$. Ф-ла (2) описывает т. н. обменное усиление спиновой магн. восприимчивости при $T \to 0$ (χ_0 — значение магн. восприимчивости для системы невзаимодействующих электронов, χ — при учёте обменного взаимодействия в *среднего поля приближении* или в рамках теории *ферми-жидкости*; подробнее см. *Паули парамагнетизм*). С помощью (2) С. к. ф. (1) может быть записан в виде $\alpha\chi_0 \geqslant 1$, выражающем условие неустойчивости парамагн. состояния ($\chi \leqslant 0$) и допускающем разл. обобщения (напр., в коэф. α могут быть учтены не только обменные, но также корреляционные и спин-флуктуационные эффекты).

С. к. ф. указывает на благоприятные условия для возникновения магн. упорядочения при больших величинах параметра обменного взаимодействия U и при больших значениях $\rho(\mathscr{E}_F)$. Он показывает, почему магн. упорядочение возникает в группе 3*d*-металлов (металлы с незаполненной 3*d*-оболочкой). В периодич. таблице Менделеева в ряду переходных металлов (слева направо) число электронов возрастает, что приводит к увеличению $\mathscr{E}_F$, а также к росту $\rho(\mathscr{E}_F)$. С др. стороны, в столбце (сверху вниз) из-за роста общего числа электронов возрастает экранировка потенциала кулоновского взаимодействия, т. е. величина U уменьшается. В итоге, согласно С. к. ф., в ряду 3*d*-металлов вероятность ферромагнетизма зонных электронов должна уменьшаться слева направо. Т. к. модель Стонера неинвариантна относительно вращений, С. к. ф. оказывается завышен в пользу ферромагн. состояния из-за того, что существование выделенной оси сильно ограничивает спектр возбуждений, а следовательно, и энергию системы.

Дальнейшее обобщение С. к. ф. (иногда наз. также обобщённым критерием Стонера — Хаббарда) возникает при переносе выражения (2) на случай неоднородной статической восприимчивости $\chi(\boldsymbol{q})$, $\boldsymbol{q}$ — волновой вектор. Если топология *ферми-поверхности* допускает максимум $\chi_0(\boldsymbol{q})$ при $\boldsymbol{q} \neq 0$, то обобщённый С. к. ф. $\alpha\chi_0(\boldsymbol{q}) \geqslant 1$ может описывать неустойчивость системы электронов относительно перехода из однородного парамагн. состояния в неоднородное антиферромагн. (в обоих состояниях усреднённый магн. момент равен нулю). В металлах, где поверхность Ферми обладает свойством н е с т и н г а (имеются конгруэнтные участки при трансляции на вектор $\boldsymbol{Q}$, напр. в одномерном случае $Q = 2k_F$, где k_F — ферми-импульс), $\chi_0(\boldsymbol{q})$ при $\boldsymbol{q} \to \boldsymbol{Q}$ имеет логарифмич. особенность, $\chi_0(\boldsymbol{Q}) \sim \chi_0(0)\ln(\mathscr{E}_F/T)$ при $T \to 0$. Тогда обобщённый С. к. ф. выполняется при сколь угодно малом значении α, что указывает на абсолютную неустойчивость парамагн. состояния относительно возникновения *спиновой плотности волн*. Тот же эффект, описываемый с помощью обобщённого С. к. ф. для электронной поляризуемости, проявляется в неустойчивости системы электронов относительно возникновения *волн зарядовой плотности* при учёте наряду с прямым кулоновским и обменным также и электрон-фононного взаимодействия.

Лит. см. при ст. *Стонера модель*.

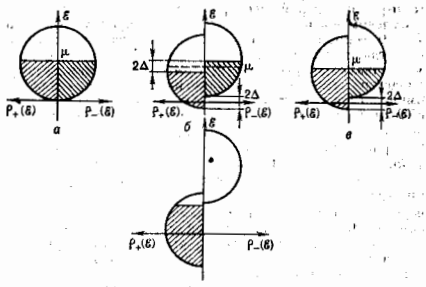
А. В. Ведяев, О. А. Котельникова.

СТОНЕРА МОДЕЛЬ — простейшая модель, описывающая возникновение ферромагн. упорядочения в переходных металлах, их сплавах и соединениях в рамках *зонного магнетизма*. С. м. представляет систему коллективизиров. электронов металлич. магнетика в виде идеального газа *блоховских электронов* (предполагается, что стационарные состояния этих систем совпадают). Эфф. *гамильтониан* этой системы $\mathscr{H} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_{k\sigma} a^+_{k\sigma} a_{k\sigma}$, где $\varepsilon_{k\sigma}$ — энергия электрона в одночастичном приближении, $a^+_{k\sigma}$ ($a_{k\sigma}$ —) оператор рождения (уничтожения) электрона с импульсом k, значения $\sigma = \pm 1$ соответствуют направлениям магн. момента вдоль (+) и против (—) намагниченности (ось Oz). В отличие от немагн. металлов, энергия $\varepsilon_{k\sigma}$ учитывает межэлектронное обменное взаимодействие и в С. м. записывается в виде [1—3]:

$$\varepsilon_{k\sigma} = t(k) - \sigma\Delta, \qquad (1)$$

$$\Delta = k\theta m + \mu_B H. \qquad (2)$$

Здесь $t(k)$ — закон дисперсии невзаимодействующих электронов. Расщепление зоны электронов определяется величиной 2Δ (рис.), H — напряжённость магн. поля, $m = m(H, T) = M(H, T)/nN\mu_B$ — относит. намагниченность, $M(H, T)$ — намагниченность системы, содержащей N атомов и n коллективизиров. электронов



Обменное расщепление подзон с направлением магнитного момента вдоль (+) и против (—) намагниченности: Δ — парамагнетизм; *б* — равновесная подзон, возникшая из-за обменного взаимодействия (случай слабого зонного магнетизма). В результате верхний уровень подзоны (—) оказался выше первоначального значения μ на величину Δ, а верхний уровень подзоны (+) — ниже на Δ. При установлении равновесного состояния из подзоны (—) в подзону (+) перейдет около $\delta n = n_+ - n_-$ электронов на атом; *в* — равновесное состояние в случае слабого зонного магнетизма; *г* — равновесное состояние в случае сильного зонного магнетизма.

на каждый атом, μ_B — магнетон Бора, $k\theta = nU/2$ — энергетич. параметр взаимодействия, U — параметр обменного взаимодействия между электронами с противоположно направленными спинами.

В рамках С. м. феноменологич. описание обменного взаимодействия электронов с противоположно направленными спинами может быть учтено с помощью введения аналога *молекулярного поля* Вейса, определяемого величиной $k\theta$, не зависящей от импульса электрона k. Вклад от взаимодействия электронов с параллельными спинами не зависит от k и σ и может быть учтён сдвигом начала отсчёта энергии на пост. величину. В С. м. энергия межэлектронного взаимодействия зависит только от z-компоненты полного спина, что делает модель неинвариантной относительно вращений. В рамках микроскопич. описания С. м. можно рассматривать как *среднего поля приближение* для *Хаббарда модели*.

Полное число коллективизиров. электронов nN и намагниченность $M = mn\mu_B$ в С. м. определяются самосогласованно:

$$Nn = \int_0^\infty d\mathscr{E}\rho(\mathscr{E})[f(\mathscr{E}+\Delta) + f(\mathscr{E}-\Delta)],$$

$$Nmn = \int_0^\infty d\mathscr{E}\rho(\mathscr{E})[f(\mathscr{E}+\Delta) - f(\mathscr{E}-\Delta)], \qquad (3)$$

где ф-ция Ферми — Дирака

$$f(x) = [\exp[(x-\mu)/kT]+1]^{-1}. \qquad (4)$$

Здесь $\rho(\mathscr{E})$ — плотность электронных состояний, $\mathscr{E}$ — энергия, μ — хим. потенциал. Для упрощения расчётов $\rho(\mathscr{E})$ обычно аппроксимируется простой ф-цией, не зависящей от темп-ры и концентрации электронов [2—4].

В зависимости от заполненности подзон с противоположными направлениями магн. моментов электронов различают сильный и слабый зонный магнетизм (рис.). В случае слабого зонного ферромагнетизма спонтанная намагниченность мала и, воспользовавшись разложением входящих в выражения (3) и (4) ф-ций в ряд по степеням малых параметров $\mu_B H/\mathscr{E}_F$, $kT/\mathscr{E}_F$, $mk\theta/\mathscr{E}_F$ (здесь $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия*, при $T = 0$ хим. потенциал $\mu = \mathscr{E}_F$), легко можно получить значение темп-ры Кюри T_C (см. *Кюри точка*), определяемой в С. м. как

темп-ра, при к-рой дифференц. магн. восприимчивость в нулевом внеш. поле испытывает расходимость. При $T = 0$ ферромагн. состояние будет существовать только тогда, когда выполняется *Стонера критерий ферромагнетизма*: $\rho(\mathscr{E}_F)U > 1$. В этом случае легко рассчитывается температурная зависимость магн. восприимчивости и спонтанной намагниченности $M(T)$, к-рая вблизи T_C даёт критич. показатель $\beta = 1/2$, совпадающий с результатами *Ландау теории* фазовых переходов 2-го рода. Полученные в рамках этого разложения графики зависимости M^2 от M/H (графики Аротта — Белова — Нокса) представляют собой прямые линии, причём при $T = T_C$ прямая проходит через начало координат. Предсказанная моделью зависимость $M(T)$ была впервые получена экспериментально для ферромагнетика $ZrZn_2$, что послужило аргументом в пользу существования ферромагнетиков с коллективизиров. носителями магн. момента.

С. м. достаточно хорошо аппроксимирует свойства осн. состояния зонных магнетиков. В отличие от *Гейзенберга модели*, С. м. позволяет получить дробные значения магн. моментов (а единицах μ_B на атом), наблюдаемые в Fe, Ni, Co. Однако при конечных темп-рах а С. м. обнаруживается много несоответствий с результатами эксперим. исследований зонных магнетиков. Значения T_C, рассчитанные для металлов группы Fe, оказываются сильно завышенными. Экспериментально не подтверждается тот факт, что обменное расщепление зоны пропорционально намагниченности (2). Существ. недостатком модели является то, что при $T > T_C$ магн. восприимчивость не подчиняется *Кюри — Вейса закону*. С. м. также не может объяснить *антиферромагнетизм* металлов группы Fe, таких, как Mn, Cr. Наблюдаемые при $T > T_C$ спин-флуктуац. возбуждения также, естественно, не воспроизводятся в этой простой модели, но могут быть объяснены в спин-флуктуац. теории магнетизма [6] (см. *Спиновые флуктуации*).

Лит.: 1) Stoner E. G., Collective electron ferromagnetism, «Proc. Roy. Soc.», 1938, v. A165, p. 372; 2) Wolfarth E. P., The theoretical and experimental status of the collective electron theory of ferromagnetism, «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, p. 211; 3) Magnetism, v. 4, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, N. Y.— L., 1966; 4) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 5) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 6) Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

А. В. Ведяев, А. В. Грановский, О. А. Котельникова.

СТОНЛИ ВОЛНЫ — *упругие волны*, распространяющиеся вдоль плоской границы двух твёрдых полупространств, мало различающихся по плотности и модулю упругости; являются разновидностью *поверхностных акустических волн*. Описаны Р. Стонли (R. Stoneley) в 1924. С. в. состоят как бы из двух *Рэлея волн* (по одной в каждой среде). Параллельная и перпендикулярная граничной поверхности компоненты колебат. смещений этих волн убывают в глубь каждой из сред, так что энергия С. в. сосредоточена в двух граничных слоях толщиной $\sim\lambda$ каждый. Фазовая скорость С. в. меньше фазовых скоростей продольной c_l и поперечной c_t упругих волн в обеих граничащих средах. При равенстве фазовых скоростей упругих волн в этих средах ($c_{l1} = c_{l2}$, $c_{t1} = c_{t2}$), но при различии плотностей ($\rho_1 \neq \rho_2$) С. в. всегда существуют. При этом, если $\rho_2/\rho_1 \to 0$, С. в. переходят в волны Рэлея.

СТОПА́ — один из простых *поляризационных приборов*, представляющий собой набор прозрачных плоских пластин, устанавливаемых под нек-рым углом к падающему свету. Коэф. пропускания и отражения для компонент световых лучей, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения на С., различны (см. *Френеля формулы*). Поэтому *естественный свет*, прошедший через С., поляризуется: в нём преобладает компонента, электрич. вектор к-рой лежит в плоскости падения. Степень поляризации p тем выше, чем больше наклон лучей к С., однако оптим. углом установки С. является угол Брюстера (см. *Брюстера закон*), при к-ром прозрачность С. максимальна (ок. 50%).

Для видимой области спектра пластины С. выполняют из *оптического стекла* очень малой толщины, чтобы уменьшить потери на поглощение. При показателе поглощения стекла $n = 1{,}5$ практически полную поляризацию ($p = 0{,}99$) даёт С. из 16 пластин. Для ИК-области применяют С. из пластин фтористого лития, флюорита и др. с тонкими селеновыми, германиевыми или кремниевыми покрытиями. Большие n ($\sim$ 2—4) таких покрытий позволяют получить требуемую степень поляризации p при небольшом числе пластин.

СТОХАСТИ́ЧЕСКИЕ КОЛЕБА́НИЯ (от греч. stochastikós — умеющий угадывать) — нерегулярные, внешне неотличимые от реализации *случайного процесса* колебания в полностью детерминированной (без шумов и флуктуаций) нелинейной системе.

Сложное поведение нелинейных колебат. систем наблюдалось (1920-е — 50-е гг.) задолго до осознания факта возможности существования стохастичности в таких системах (эксперименты Ван дер Поля и Ван дер Марка [1], двухдисковое динамо [2], распределённая система автогулирования темп-ры [3]). Кроме того, хотя в то время существовали нек-рые элементы матем. аппарата для описания нетривиального поведения траекторий *динамических систем* а фазовом пространстве (гомоклинич. структуры Пуанкаре [4]), однако представления о том, что детерминиров. системы могут вести себя хаотически, ещё не проникли ни в физику, ни в математику. Качественное изменение ситуации произошло в 1960-е гг. в связи с открытиями в математике [5—6] и компьютерными исследованиями моделей физ. систем.

С. к., как и истинно шумовые колебания, характеризуются сплошным *Фурье спектром* и спадающей автокорреляц. ф-цией (см. *Хаос*). Отличает их от случайных флуктуаций то обстоятельство, что они могут генерироваться динамич. системой с конечным числом степеней свободы (в то время как генерация шума требует от системы возбуждения бесконечного числа независимых степеней свободы). Физ. природа возникновения сложного запутанного поведения конечномерной системы связана с неустойчивостью всех (или большинства) индивидуальных движений. Неустойчивость траекторий, располагающихся в органич. области фазового пространства, и приводит к перемешиванию, следствием к-рого является запутанность, сложность, стохастичность движения. Важными характеристиками этой сложности и запутанности являются фрактальная размерность предельного множества (*странного аттрактора*) A и топологич. энтропия системы на нём (см. *Фракталы*).

Выберем на странном аттракторе ансамбль из отрезков траекторий длительности T, отстоящих друг от друга на расстояние ε. Предположим, что любой отрезок длительности T произвольной траектории в аттракторе лежит в ε-окрестности хотя бы одного из отрезков. Обозначим через $C(T, \varepsilon)$ число отрезков (элементов) в ансамбле. При уменьшении ε или увеличении T число $C(T, \varepsilon)$ увеличивается. Рост $C(T, \varepsilon)$ при убывании ε естественно связан с геом. сложностью аттрактора. Увеличение же $C(T, \varepsilon)$ при возрастании T есть следствие неустойчивости траекторий в аттракторе. Рассмотрим следующие характеристики движения на аттракторе:

$$h = \lim_{\varepsilon \to 0} \overline{\lim_{T \to \infty}} \frac{\ln C(T, \varepsilon)}{T}; \quad c = \lim_{T \to \infty} \overline{\lim_{\varepsilon \to 0}} \frac{\ln C(T, \varepsilon)}{-\ln \varepsilon}.$$

Величину h наз. топологич. энтропией, c — фрактальной размерностью аттрактора. Сигналу (реализации, наблюдаемой), с к-рым имеет дело исследователь, в эффективном фазовом пространстве (возможно, бесконечномерном) исследуемой системы отвечает предельное множество соответствующих траекторий. Его размерность естественно называть размерностью реали-

зации, а топологич. энтропию системы, рассматриваемой лишь на этом предельном множестве, можно назвать топологич. энтропией реализации. Существуют алгоритмы определения этих величин, к-рые позволяют вычислить их для сигналов, генерируемых реальными процессами [7] (течение жидкости, энцефалограммы и пр.). Конечность этих величин свидетельствует о динамич. характере исследуемого процесса, в сами они характеризуют «степень стохастичности» системы.

Стохастичность гамильтоновых систем. Стохастич. свойства демонстрирует даже очень простые гамильтоновы системы, напр. маятник под действием внеш. периодич. силы:

$$\ddot{x}+\sin x=b\sin\theta,\ \dot{\theta}=\omega.$$

Фазовое пространство этой системы трёхмерно и очевидно, что нач. фазовый объём сохраняется. Если в такой системе (в определ. области параметров) рассмотреть каплю «фазовой жидкости» в пространстве $((x, \dot{x}, \theta))$, то можно обнаружить, что через нек-рое время она, сложным образом деформируясь, заполнит определ. область в фазовом пространстве, к-рая и будет соответствовать стохастич. движениям (рис. 1).

Рис. 1.

Однако наряду с этой областью перемешивания (или областью стохастичности) в фазовом пространстве (1) всегда будут существовать нач. условия, к-рым отвечает регулярное периодическое или квазипериодическое поведение. Особенно наглядно это видно на секущей плоскости $\theta=\theta_0\equiv\theta_0+2\pi n$ (на рис. 2 показаны следы фазовых траекторий — траектории отображения Пуанкаре). Регулярным движениям отвечают двумерные торы, на к-рых лежат траектории, соответствующие условию периодич. движениям (на рис. 2 — это замкнутые кривые). В области хаоса эти торы разрушены. Очевидно, в трёхмерном фазовом пространстве (и в четырёхмерном на трёхмерной поверхности пост. энергии) области хаотического и регулярного поведения разделены. Такие системы наз. системами с разделённым фазовым пространством [8].

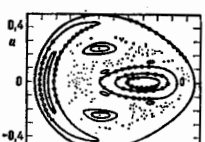


Рис. 2.

Если фазовое пространство имеет размерность больше четырёх, то геом. запретов, гарантирующих разделение хаотических и регулярных движений, уже не существует и области стохастич. поведения в разных частях фазового пространства могут соединяться друг с другом отрезками одной и той же траектории. Обычно это происходит вдоль *сепаратрис* (стохастич. диффузия, или диффузия Арнольда [8]).

Возникновение стохастичности в гамильтоновых системах типа (1) определяется значением амплитуды внеш. силы, что имеет простой физ. смысл. При достаточно больших амплитудах появляется большое число гармоник осн. частоты колебаний, на каждой из к-рых возможен нелинейный резонанс; при дальнейшем увеличении амплитуды области резонанса в фазовом пространстве, соответствующие этим движениям, перекрываются (т. н. перекрытие резонансов Чирикова). Обнаружение стохастич. поведения гамильтоновых систем, обладающего не только *эргодичностью*, но и более сильными статистич. свойствами (перемешиванием, спаданием автокорреляц. ф-ции и т. п.), позволяет построить динамич. модели, на основе к-рых могут быть получены осн. законы статистич. механики без предварит. гипотез. Это — модели типа бильярда Синая [9], газа Лоренца [10] и пр.

Стохастические автоколебания. В системах с диссипацией, напр. в системе

$$\ddot{x}+k\dot{x}+\sin x=b\sin\theta,\ \dot{\theta}=\omega, \qquad (2)$$

фазовый объём не сохраняется — он сжимается, поэтому можно было бы ожидать, что движение системы может лишь упроститься. Однако стохастич. поведение в таких системах сохраняется; лишь незначительно (в зависимости от величины k) уменьшается размерность стохастич. множества, к-рое в данном случае является странным аттрактором. Стохастич. *автоколебания* реализуются не только в простой модели (2) неавтономного осциллятора, но и практически в любой нелинейной колебательной диссипативной системе с периодич. силой, если её амплитуда не слишком мала, даже если потенциал осциллятора имеет лишь один минимум (в фазовом пространстве невозмущённой системы одно положение равновесия), как в системе, описываемой ур-нием

$$\ddot{x}+k\dot{x}+x+x^3=b\sin\theta,\ \dot{\theta}=\omega \qquad (3)$$

(нелинейный резонанс с учётом затухания). Существование стохастич. автоколебаний в системе

$$\ddot{x}-k\dot{x}(1-x^2)+x^3=b\sin\theta,\ \dot{\theta}=\omega, \qquad (4)$$

описывающей (с учётом нелинейной реактивности), в частности, синхронизацию колебаний, означает, кроме прочего, и то, что при переходе в области параметров через границу режима захватывания могут возникнуть не только биения, но и сложные колебания, ничем не отличимые от случайных. На рис. 3 приведены аттракторы систем, описываемых ур-ниями (3) и (4) при соответствующих значениях параметров.

Движения на странном аттракторе — установившиеся стохастич. автоколебания. Подобно периодич. автоколебаниям, матем. образом к-рых является предельный цикл, осн. характеристики установившихся движений (спектр колебаний, размерность, энтропия и др.) на странном аттракторе не зависят от нач. условий. Нач. условия сказываются лишь на характере переходного процесса. Несмотря на то, что странный аттрактор состоит из неустойчивых траекторий, т. е. движение рядом с каждой из них происходит лишь конечное время, однако переходы с одной неустойчивой траектории на другую происходят таким образом, что движение системы осуществляется вдоль траектории, тоже принадлежащей странному аттрактору [11].

В многомерных системах размерность странных аттракторов может быть много меньше размерности фазового пространства, что соответствует частичной синхронизации степеней свободы системы.

Пути возникновения стохастических колебаний [12, 13]. Последовательности *бифуркаций* (сценарии, пути), приводящие к возникновению С. к. при изменении параметров системы, могут быть бесконечно разнообразны, однако элементарных бифуркаций или их последовательностей, содержащихся в этих сценариях, не так много.

Рассмотрим вначале режимы «мягкого» возникновения стохастич. автоколебаний. Осн. бифуркации в этом случае представлены на рис. 4. Это — рождение тора из предельного цикла при потере им устойчивости, бифуркация удвоения периода, слияние устойчивого и седлового циклов и их исчезновение, сопровождающееся возникновением странного аттрактора, сложные деформации («гофрирование») тора и его разру-

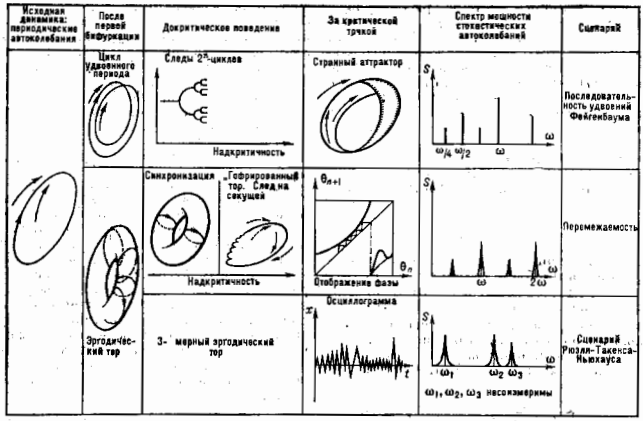


Рис. 3.

шение, сопровождающееся возникновением большого числа гармоник и субгармоник в спектре колебаний.

Для «жёсткого» режима возникновения С. к. характерно превращение непритягивающих гомоклинич. структур в фазовом пространстве, образовавшихся в результате потери устойчивости простыми аттракторами, в странный аттрактор.

Рис. 4.

Стохастические колебания в распределённых системах [14] — неупорядоченное поведение не только во времени, но и в пространстве. Степень неупорядоченности этих движений связана с числом независимых степеней свободы, формирующих это движение.

Пример подобного неупорядоченного движения распределённой гамильтоновой системы — стохастич. движение *солитона*, описываемое нелинейным *Шрёдингера уравнением* с гармонич. потенциалом:

$$\Psi_t = i(\Psi_{xx} + n(x,t)\Psi + |\Psi|^2\Psi). \qquad (5)$$

Для «медленных» переменных, определяющих координаты центра солитона, в одномерной ситуации получается ур-ние движения, совпадающее с (1). Т. о., один из механизмов стохастизации волнового поля связан с формированием локализов. образования (солитона) и его хаотич. блуждания в физ. пространстве, подобного нере гулярному движению изображающей точки в фазовом пространстве нелинейного осциллятора (1).

В диссипативных распределённых системах незатухающие С. к. возможны лишь при наличии источника энергий (потоки массы или тепла в гидродинамич. течениях, накачка в лазерах, пост. или периодич. магн. поле при возбуждении спиновых волн и т. д.). Установившиеся стохастич. пульсации в распределённой диссипативной системе, к-рым соответствуют конечномерные аттракторы, есть стохастич. автоколебания. При не слишком больших числах Рейнольдса черты гидродинамич. *турбулентности* описываются движениями на конечномерном странном аттракторе, размерность к-рого обычно растёт с ростом числа Рейнольдса.

Лит.: 1) Van der Pol B., Van der Mark J., Frequency demultiplication, «Nature», 1927, v. 120, p. 363; 2) Rikitake T., Oscillations of a system of disc dynamics, «Proc. Camb. Philos. Soc.», 1958, v. 54, № 1, p. 89; 3) Алексеев А. С., Двухпозиционный регулятор температуры с зоной опережения, в сб.: Памяти А. А. Андронова, М., 1955; 4) Пуанкаре А., Избр. труды, т. 2, М., 1972; 5) Аносов Д. В., Геодезические потоки на замкнутых римановых многообразиях отрицательной кривизны, «Тр. Мат. ин-та АН СССР», 1967, т. 90; 6) Синай Я. Г., Марковские разбиения и *У*-диффеоморфизмы, «Функциональный анализ и его приложения», 1968, т. 2, в. 1, с. 64; 7) Рабинович М. И., Сущик М. М., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1990, т. 160, с. 3; 8) Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984; 9) Бунимович Л. А. и др., Эргодическая теория гладких динамических систем, в кн.: Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 2, М., 1985; 10) Синай Я. Г., Чернов Н. И., Энтропия газа твердых сфер по отношению к группе пространственно-временных сдвигов, в сб.: Труды семинара им. И. Г. Петровского, в. 8, М., 1982, с. 218; 11) Алексеев В. М., Якобсон М. В., Добавление. Символическая динамика и гиперболические динамические системы, в кн.: Боуэн Р., Методы символической динамики, пер. с англ., М., 1979; 12) Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 13) Шустер Г., Детерминированный хаос, пер. с англ., М., 1988; 14) Рабинович М. И., Стохастические автоколебания и турбулентность, «УФН», 1978, т. 125, с. 123.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

СТОХАСТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ — уравнения, описывающие поведение реализаций *случайных процессов*, волн и полей под действием случайных сил и флуктуирующих параметров, при случайных начальных или граничных условиях. Анализ С. у. состоит в определении статистич. характеристик их решений, напр. матем. ожидания, корреляц. ф-ции, плотности вероятности.

Первоначально С. у. были предложены П. Ланжевеном (P. Langevin) для описания броуновского движения (см. *Ланжевена уравнение*). С. у. используют при изучении флуктуаций в радиотехн. устройствах и квантовых генераторах, при анализе вибраций, в теории связи и адаптивного управления, при исследовании распространения волн в случайно-неоднородных средах и т. д. Случайные процессы обычно описывают системой обыкновенных дифференц. С. у.

$$dx/dt=a_x(x,t)+b_{xv}(x,t)\xi_v(t),$$

где a_x, b_{xv} — детерминиров. ф-ции, ξ_v — матрица случайных сил с известными статистич. характеристиками.

Методы анализа С. у. разбивают на 2 группы. Методы 1-й группы состоят в точном или приближённом решении дифференц. ур-ний и последующем вычислении статистич. характеристик найденных решений. В методах 2-й группы от С. у. переходят к ур-ниям для статистич. характеристик решений, а затем решают полученные детерминиров. ур-ния.

В методах 2-й группы возникает проблема замыкания ур-ний и расщепления корреляций. Напр., перейдём от С. у.

$$dx/dt=a(x)+b(x)\xi(t), \qquad t>s,\ x(s)=y, \tag{1}$$

к ур-нию для среднего $\langle x(t)\rangle$ (угл. скобки означают статистич. усреднение):

$$d\langle x\rangle/dt=\langle a(x)\rangle+\langle b(x)\xi(t)\rangle. \tag{2}$$

Это ур-ние может оказаться не замкнутым относительно $\langle x\rangle$ по двум причинам: 1) если $a(x)$ — нелинейная ф-ция, среднее $\langle a\rangle$ не выражается через $\langle x\rangle$; 2) среднее $\langle b\xi\rangle$ определяется совм. статистич. свойствами $x(t)$ и $\xi(t)$. При расщеплении средних типа $\langle\varphi(x)\xi\rangle$ применяют теорию возмущений по малому параметру $\alpha=\tau_\xi/\tau_x$, где τ_ξ — время корреляции $\xi(t)$, τ_x — характерный масштаб $x(t)$. Если $x(t)$ — решение С. у. (1), а $\xi(t)$ — гауссов *белый шум* с корреляц. ф-цией, пропорциональной δ-функции,

$$\langle\xi(t)\xi(t+\tau)\rangle=D\delta(\tau),$$

т. е. $\alpha=0$, то справедлива точная ф-ла расщепления

$$\langle\varphi(x(t))\xi(t)\rangle=D\langle b(b\varphi)'\rangle/2.$$

В этом случае ур-ние (2) принимает вид:

$$d\langle x\rangle/dt=\langle a\rangle+D\langle bb'\rangle/2, \qquad t>s,\ \langle x(s)\rangle=y. \tag{3}$$

В случае линейных С. у. подобное расщепление приводит к замкнутым ур-ниям для *моментов*. Напр., если в С. у. (1) $a=ax$, $b=bx$, то ур-ние (3) замыкается:

$$d\langle x\rangle/dt=[a+Db^2/2]\langle x\rangle.$$

Если С. у. нелинейно, то моменты его решения удовлетворяют бесконечной цепочке зацепляющихся ур-ний, при обрывании к-рой используют дополнит. приближения.

Для исследования статистич. свойств нелинейных С. у. типа (1) удобен аппарат *марковских случайных процессов*. Так, если $\xi(t)$ — гауссов белый шум, то решение С. у. представляет собой непрерывный марковский (диффузионный) процесс, плотность вероятности переходов к-рого удовлетворяет *Фоккера — Планка уравнению*. Плотность вероятности переходов для скачкообразных марковских процессов удовлетворяет интегродифференциальному *Колмогорова — Феллера уравнению*. Можно аппроксимировать случайные воздействия марковскими процессами, напр. считать, что в С. у. (1) $\xi(t)$ — случайный процесс, удовлетворяющий С. у.:

$$d\xi/dt+h\xi=\eta(t),\ \xi(s)=\xi,$$

где $\eta(t)$ — гауссов белый шум. При этом совокупность $\{x(t),\ \xi(t)\}$ образует двумерный марковский процесс, совместная плотность вероятности переходов к-рого удовлетворяет двумерному ур-нию Фоккера — Планка.

Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, напр. в турбулентной атмосфере, ионосфере, межзвёздной плазме и т. д., описывается С. у. с частными производными. Примером служит *Гельмгольца уравнение* для стохастич. *Грина функции*:

$$\Delta G+k^2(1+\varepsilon(r))G=\delta(r-r_0), \tag{4}$$

где $\varepsilon(r)$ — случайное поле неоднородностей среды, k — волновое число. Мн. методы исследования с помощью (4) статистики *случайных волн* опираются на анализ рядов теории возмущений по ε:

$$G(r,r_0)=G_0(r,r_0)-k^2\int G_0(r,r_1)\varepsilon(r_1)G_0(r_1,r_0)dr_1+\dots, \tag{5}$$

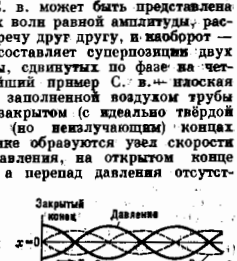
где G_0 — невозмущённая ф-ция Грина. Если рассеяние волны на случайных неоднородностях среды невелико, то пользуются борновским приближением (приближением однократного рассеяния), удерживая в правой части (5) лишь два первых слагаемых. Если рассеяние существенно многократное, то при расчёте статистич. характеристик волны и выводе приближённых замкнутых ур-ний для ср. поля $\langle G\rangle$, ф-ции когерентности и т. д. производят селективное суммирование ряда теории возмущений, используя *Фейнмана диаграммы*.

При анализе распространения и рассеяния волн в случайно-неоднородных средах применяют и методы, основанные на переходе от исходных С. у. к более простым. Сюда относятся, в частности, *геометрической оптики метод*, *параболического уравнения приближение*, *плавных возмущений метод*, приближение случайного фазового экрана, переход к ур-нию *переноса излучения*.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985; Кляцкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980.

А. Н. Малахов, А. И. Свичев.

СТОЯЧАЯ ВОЛНА — периодическое или квазипериодическое во времени синфазное колебание с характерным пространственным распределением амплитуды — чередованием узлов (нулей) и пучностей (максимумов). В линейных системах С. в. может быть представлена как сумма двух бегущих волн равной амплитуды, распространяющихся навстречу друг другу, и наоборот — любая бегущая волна составляет суперпозицию двух С. в. равной амплитуды, сдвинутых по фазе на четверть периода. Простейший пример С. в. — плоская звуковая С. в. внутри заполненной воздухом трубы (напр., органной) при закрытом (с идеально твёрдой стенкой) и открытом (но неизлучающим) концах (рис.). На твёрдой стенке образуются узел скорости и пучность перепада давления, на открытом конце скорость максимальна, а перепад давления отсутст-



Распределение давлений и скоростей в стоячей волне при открытом и закрытом концах не излучающей звук трубы.

вует; поэтому обе картины сдвинуты относительно друг друга на четверть длины волны. Аналогичное распределение имеет место для электрич. и магн. полей в линии передачи или *волноводе* с идеально «закороченным» или открытым концом, а также при нормальном падении плоской эл.-магн. волны на идеально отражающую стенку.

В отличие от бегущей волны, в С. в. не происходит переноса энергии, а осуществляется лишь пространственная перекачка энергии одного вида в энергию др. вида с удвоенной частотой (электрической в магнитную, кинетической в потенциальную и т. п.). В известном смысле области между любыми пучностями и узлами можно рассматривать как автономные системы, а саму С. в. как распределённое в пространстве колебание (см. *Волны*).

Чисто С. в. могут устанавливаться только при отсутствии затухания в среде и при полном отражении от границ. В противном случае кроме С. в. появляются бегущие волны, доставляющие энергию к местам поглощения или излучения. Распределение волнового поля при этом характеризуется коэф. стоячести волны — КСВ (см. *Бегущая волна*), а соотношение между средней за период колебаний $T = 2\pi/\omega$ запасённой в С. в. энергией W и мощностью P, уносимой бегущей волной, характеризуется добротностью колебания $Q = \omega W/P$. Невырожденные *нормальные колебания* объёмных резонаторов без потерь суть С. в., а *нормальные волны* в волноводах представляют собой волны, бегущие в одном направлении и стоячие в направлениях, перпендикулярных оси волновода.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Краусфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984.

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

СТРАННОСТЬ (S) — аддитивное квантовое число, являющееся наряду с *очарованием* (C) и *красотой* (*b*) специфич. характеристикой адронов. Все адроны обладают определёнными целочисленными (нулевыми, положительными или отрицательными) значениями S, причём $|S| \leqslant 3$. *Античастицы* имеют С. противоположного знака по сравнению со С. частиц. Адроны с $S \neq 0$ (но с $C = 0$ и $b = 0$) называются странными частицами. (Частицам, не участвующим в сильном взаимодействии,— фотону, *лептонам* приписывается значение $S = 0$.) В процессах, обусловленных сильным и эл.-магн. взаимодействиями, С. сохраняется, т. е. суммарная С. исходных и конечных частиц одинакова. В процессах слабого взаимодействия (протекающих за счёт *заряженных токов*) С. может нарушаться, при этом различие в суммарной С. начальных и конечных частиц $|\Delta S| = 1$. По совр. представлениям, наличие у нек-рых адронов $S \neq 0$ связано с тем, что а их состав входит один или неск. странных *кварков*, для каждого из к-рых $S = -1$.

Исторически квантовое число С. было введено для истолкования факта отсутствия (запрета) случаев одиночного рождения *К-мезонов* и *гиперонов* при столкновениях л-мезонов и нуклонов с нуклонами; наблюдение только совместного рождения К-мезона и гиперона в этих процессах удалось объяснить, приписав компонентам пары равные по величине, но противоположные по знаку значения особого квантового числа, названного С., и предположив сохранение С. в сильном взаимодействии. Связь С. с др. квантовыми числами адронов даётся обобщённой *Гелл-Мана — Нишиджимы формулой*.

А. А. Комар.

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ — адроны, обладающие ненулевым значением квантового числа *странности* S (в отличие от «обычных», «нестранных» адронов, напр. л-мезонов, нуклонов, для к-рых $S = 0$) и нулевыми значениями др. специфич. характеристик адронов — *очарования*, *красоты*. К С. ч. относятся *К-мезоны*, *гипероны*, нек-рые *резонансы*. Все С. ч. нестабильны. Странные резонансы распадаются очень быстро (за время $\sim 10^{-23}$с) за счёт *сильного взаимодействия*; суммарная странность продуктов их распада равна странности исходной частицы. Остальные С. ч. квазистабильны и распадаются за счёт *слабого взаимодействия* относительно медленно (за время $\sim 10^{-8} - 10^{-10}$с) на частицы с меньшей странностью, нестранные частицы и (или) *лептоны*; в этом случае суммарная странность продуктов распада по модулю меньше странности исходной частицы на единицу. С. ч. с большей вероятностью рождаются при столкновениях «обычных» адронов за счёт сильного взаимодействия, но при этом они обязательно возникают парами (или в большем кол-ве), так, чтобы их суммарная странность оказалась равной нулю. Распадаются же С. ч. на «обычные» за счёт слабого взаимодействия с очень малой вероятностью. Эта «странность» в поведении частиц и явилась причиной их названия.

Лит. см. при ст. *К-мезоны*, *Гипероны*.

А. А. Комар.

СТРАННЫЙ АТТРАКТОР — притягивающее множество неустойчивых траекторий в фазовом пространстве диссипативной *динамической системы*. С. а., в отличие от аттрактора, не является многообразием (т. е. не является кривой или поверхностью); его геом. устройство очень сложно, а его структура фрактальна (см. *Фракталы*). Поэтому он получил назв. «странный» [Д. Рюэль (D. Ruelle), Ф. Такенс (F. Takens)]. Тот факт, что все траектории, расположенные в окрестности С. а., притягиваются к нему при $t \to \infty$, принципиально связан с характером неустойчивостей составляющих его траекторий, к-рые неустойчивы по одним и устойчивы (притягивающи) по др. направлениям (т. е. являются седловыми; см. также *Бифуркация*, *Предельный цикл*). Траектории С. а. описывают стационарные стохастич. *автоколебания*, поддерживаемые в диссипативной системе за счёт энергии внеш. источника. С. а. характерны лишь для автоколебат. систем, размерность фазового пространства к-рых больше двух (рис. 1). Первая исследовавшаяся система со С. а.— *Лоренца система* — трёхмерна.

Рис. 1. Странный аттрактор в системе, описываемой уравнениями типа (1).

Системы с периодич. автоколебаниями, матем. образом к-рых является предельный цикл, удаётся исследовать достаточно полно с помощью методов качественной теории дифференц. ур-ний. Построение же теории *стохастических колебаний*, заключающееся, в частности, в определении (предсказании) характеристик и свойств С. а. по заданным параметрам системы, чрезвычайно затруднительно даже для трёхмерных систем. Подобное построение удаётся провести, однако, в тех случаях, когда в системе существует малый параметр, позволяющий с помощью отображения Пуанкаре перейти от анализа траекторий в трёхмерном пространстве к исследованию траекторий отображения.

Пример [1]. Подобно тому, как генератор Ван-дер-Поля является простейшим и каноничн. примером системы, демонстрирующей периодич. автоколебания, схема, представленная на рис. 2*а* и определяющая несколько усложнённый генератор Ван-дер-Поля, может служить одним из простейших примеров генераторов стохастич. автоколебаний. От генератора Ван-дер-Поля с контуром в цепи сетки эта схема отличается лишь включённым в контур последовательно с индуктивностью туннельным диодом или др. нелинейным элемен-

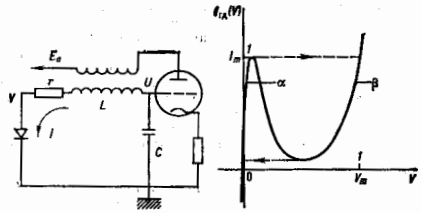


Рис. 2. Принципиальная схема (*а*) простого генератора шума — генератора Ван-дер-Поля, в сеточный контур которого добавлен туннельный диод. Вольт-амперная характеристика (*б*) нелинейного элемента — туннельного диода.

том с вольт-амперной характеристикой, представленной на рис. 2 *б*. Пока ток I в контуре и напряжение на сетке U малы, туннельный диод не оказывает существ. влияния на колебания в контуре, и они, как и в обычном ламповом генераторе, нарастают. При этом через туннельный диод течёт ток I, а напряжение на нём определяется ветвью α характеристики $I(V)$. Когда же ток I достигает значения I_m, происходит почти мгновенное переключение туннельного диода (быстрота переключения связана с малостью ёмкости C_1) — скачком устанавливается напряжение V_m. Затем ток через туннельный диод уменьшается и происходит его обратное переключение с участка β на α. В результате двух переключений туннельный диод почти полностью поглощает поступившую в контур энергию и колебания начинают снова нарастать. (При рассмотрении работы схемы характеристику лампы можно считать линейной; это оправдано тем, что в интересующем нас режиме колебания ограничиваются нелинейной характеристикой туннельного диода.) Т. о., генерируемый сигнал $U(t)$ представляет собой последовательность цугов нарастающих колебаний; окончание каждого цуга характеризуется скачком напряжения $V(t)$.

Для количественного описания работы схемы исходные ур-ния

$$LC\frac{dI}{dt} = (MS - rC)\,I + C\,(U - V),$$

$$C\frac{dU}{dt} = -I, \quad \frac{dV}{dt} = I - I_{mD}(V)$$

преобразуют к безразмерному виду:

$$\dot{x} = 2hx \times y - gz, \quad \dot{y} = -x, \quad \mu\dot{z} = \dot{x} - f(z), \qquad (1)$$

где $x = I/I_m$, $z = V/V_m$, $y = U\sqrt{R}/I_m\sqrt{L}$, $\tau = t\sqrt{LC}$, $f(z) = I_{mD}(V_m z)/I_m$ — нормированная характеристика диода. Здесь $\mu = 9C_1/C$ — малый параметр ($\mu \ll 1$). Поэтому все движения в фазовом пространстве (рис. 3)

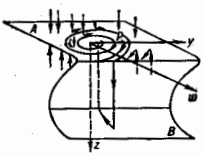


Рис. 3. Поведение траекторий в фазовом пространстве системы (1) при $\mu = 0$.

можно разбить на быстрые переключения диода (прямые $x = \text{const}$, $y = \text{const}$) и медленные, при к-рых напряжение на диоде «следит» за током; соответствующие траектории лежат на поверхностях A и B [$x = f(z)$, $f'(z) > 0$], отвечающих участкам α и β характеристики диода.

Система имеет одно неустойчивое [при $k > g/f'(0)$] состояние равновесия $x = y = z = 0$ типа седло. Траектории, лежащие на поверхности A, раскручиваются вокруг неустойчивого фокуса и в конце концов достигают края поверхности A. Здесь происходит срыв точки, отображающей на фазовой траектории состояние системы (т. н. изображающей точки) по линии быстрых движений на поверхность B. Пройдя по B, изображающая точка срывается обратно на поверхность A и попадает в окрестность состояния равновесия — начинается новый дуг нарастающих колебаний. Построенная картина движения соответствует реализации, представленной на рис. 4, и её спектру мощности.

Отображение Пуанкаре, соответствующее ур-ниям (1), при $\mu = 0$ кусочно можно описать непрерывной ф-цией, график к-рой приведён на рис. 5. Линейный участок I с коэф. угла наклона, большим единицы,

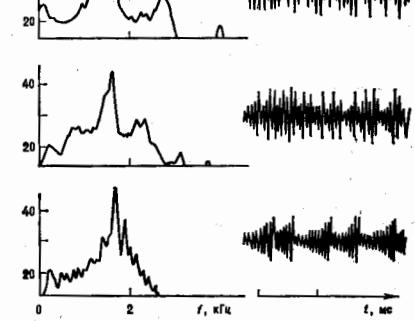


Рис. 4. Спектр мощности сигнала, генерируемого схемой, представленной на рис. 2а, и осциллограмма этого сигнала.

описывает раскручивание траектории на поверхности медленных движений A, соответствующей нарастанию колебаний в контуре. Участок II описывает этап возвращения траекторий, сорвавшихся с поверхности A на поверхность B, обратно на A (см. рис. 3). Все траектории, лежащие вне основания обозначенного пунктиром квадрата, входят в него при асимптотически

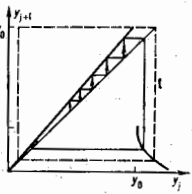


Рис. 5. График функции $f(x)$, описывающей динамику схемы рис. 2 при $\mu = 0$.

больших значениях времени, т. е. область D — поглощающая и содержит аттрактор. Все траектории внутри этой области неустойчивы, т. е. аттрактор является странным. При малых значениях $\mu > 0$ свойства стохастичности движений (как показывают численные исследования) сохраняются.

Фрактальная размерность. Всё разнообразие статистич. свойств случайного сигнала, порождаемого динамич. системой со С. а., может быть описано, если известно распределение вероятности состояний системы. Однако получить (и использовать) это распределение для конкретных систем со С. а. чрезвычайно сложно (хотя бы потому, что плотность распределения инвариантной вероятностной меры всегда сингулярна). Это одна из причин, по к-рой для описания С. а. и сопоставления его свойств со свойствами реального сигнала используют разл. рода усреднённые характеристики. Наиб. широко используемыми являются всевозможные размерностные характеристики, в частности фрактальная размерность (см. также [2—4])

$$\bar{c} = \overline{\lim_{\varepsilon \to 0}} \left[-\ln N(\varepsilon) / \ln \varepsilon \right], \qquad (2)$$

где $\varepsilon > 0$, нек-рый фиксированный параметр, $N(\varepsilon)$ — число n-мерных шаров диаметра ε, покрывающих С. а. динамич. системы с n-мерным фазовым пространством. Определённая согласно ур-нию (2) размерность $\bar{c}$ не может, очевидно, превышать n, но может быть меньше n (n-мерные шары могут оказаться почти пустыми). Для «обычных» множеств ур-ние (2) даёт очевидные результаты. Так, для множества из k точек $N(\varepsilon) = k$, $\bar{c} = 0$; для отрезка длины L прямой линии $N(\varepsilon) \sim L/\varepsilon$, $\bar{c} = 1$; для куска площади S двумерной поверхности $N(\varepsilon) \sim S/\varepsilon^2$, $\bar{c} = 2$ и т. д. Неравенство размерности целому числу соответствует сложному геом. устройству. Для генератора, изображённого на рис. 1, размерность соответствующего аттрактора системы (1) в широком диапазоне изменения параметров остаётся заключённой в интервале (2,3 ÷ 2,6).

С физ. точки зрения, осн. «достоинство» фрактальной размерности С. а. в том, что она даёт оценку эфф. числа степеней свободы, формирующих установившийся (после окончания всех переходных процессов) стохастич. сигнал. Более строгое соотношение между размерностью $\bar{c}$ и числом степеней свободы m имеет вид: $m \leqslant (2\bar{c} + 1)2$.

Бифуркации странных аттракторов. Пути рождения стохастич. автоколебаний при изменении управляющего параметра (напр., коэф. усиления в генераторе рис. 1) зависят от конкретных свойств исследуемой системы. Однако как и предельный цикл, к-рый может родиться лишь несколькими типичными способами, так и С. а. обладают сравнительно небольшим числом наиб. типичных возможностей возникновения [1,4—6].

Сценарий Фейгенбаума — цепочка *бифуркаций* удвоения периода устойчивого предельного цикла. Если при изменении управляющего параметра периодич. движение теряет устойчивость, то вместо него может возникнуть др. устойчивое движение (напр., квазипериодическое, лежащее на притягивающем двумерном торе) либо предельный цикл удвоенного периода; последнему случаю соответствует переход мультипликатора через (—1). В n-мерном фазовом пространстве поведение траекторий отображения Пуанкаре в окрестности претерпевающего бифуркацию удвоения периода предельного цикла определяется ф-цией, напр., $f(x)$, график к-рой похож на параболу. Эта ф-ция описывает связь между координатами в направлении собств. подпространства оператора линеаризации отображения Пуанкаре, отвечающего мультипликатору (—1) ($j + 1$)-го и j-го пересечений траекторией системы секущей Пуанкаре: $x_{j+1} = f(x_j)$. Возникшему устойчивому предельному циклу удвоенного периода отвечает двупериодич. траектория отображения f. При дальнейшем изменении параметра бифуркации удвоения периода бесконечно повторяются, а бифуркац. значения, напр., λ_n накапливаются к критич. точке λ_∞, отвечающей возникновению С. а. В соответствии со сценарием Фейгенбаума имеет место универсальный (не зависящий от конкретной системы) закон

$$(\lambda_\infty - \lambda_n)/(\lambda_\infty - \lambda_{n+1}) \sim \delta,$$

где $\delta = 4{,}6692\ldots$ — универсальная константа Фейгенбаума (см. *Фейгенбаума универсальность*).

Роднашемуся С. а. при фиксированном $\lambda > \lambda_\infty$ отвечает неск. интервалов на оси x; участки между этими интервалами содержат притягивающиеся к аттрактору траектории, а также 2^m-периодические (относительно отображения f), неустойчивые предельные циклы, начиная с нек-рого m_0 и меньше. При увеличении параметра λ скорость разбегания траекторий на С. а. увеличивается, и он «разбухает», последовательно поглощая неустойчивые предельные циклы периодов 2^{m+1}, 2^m, ... При этом число отрезков, отвечающих аттрактору, уменьшается, а их длины увеличиваются. Возникает как бы обратный каскад последоват. упрощений аттрактора. Рис. 6 иллюстрирует этот процесс для

Рис. 6. «Обратные» бифуркации удвоения периода, иллюстрирующие разбухание аттрактора, возникшего по сценарию Фейгенбаума.

двух последних бифуркаций. На рис. 6*а* «лента» аттрактора совершает 4 оборота, после бифуркации она становится двухоборотной и затем, после следующей бифуркации, замыкается на себя всего через один оборот, предварительно перекрутившись (6*б* и 6*в*).

Перемежаемость. Во мн. системах при прохождении управляющего параметра (скажем, λ) через бифуркац. значение λ_0 переход к стохастич. автоколебаниям внешне осуществляется как редкое нарушение регулярных колебаний «стохастич. всплесками». При этом длительность ламинарной (регулярной) фазы тем больше, чем меньше надкритичность $\lambda - \lambda_0 > 0$. С ростом же надкритичности длительность регулярной фазы сокращается. Эта картина интерпретируется следующей эволюцией осн. объектов в фазовом пространстве, определяющих бифуркацию (предельные циклы, сепаратрисы седловых периодич. траекторий и пр.). В момент бифуркации сливаются и исчезают отвечающий автоколебаниям устойчивый предельный цикл и седловая периодич. траектория. При малой надкритичности все траектории, стремившиеся ранее к устойчивому предельному циклу, долгое время сохраняют характер своего поведения, т. е. демонстрируют движение, близкое к периодическому. С течением времени $[t \sim (\lambda - \lambda_0)^{-1/2}]$ они «замечают», что старый аттрактор исчез, и, оставаясь рядом с сепаратрисой (также исчезнувшей) седлового предельного цикла, уходят в др. часть фазового пространства. Если в докритич. области система была глобально устойчива (т. е. существовал только один притягивающий объект), то эти траектории через нек-рое время вновь попадают в окрестность исчезнувшего предельного цикла. Если при этом в докритич. области значений параметров сепаратриса седлового цикла была вложена в фазовое пространство достаточно сложным гом. образом (образовывала бесконечное число складок — «гофрировалась», содержала гетероклинич. траектории др. седловых циклов и т. п.), то есть переходный процесс демонстрировал нерегулярное поведение, то время попадания в окрестность исчезнувшего цикла уже $\lambda > \lambda_0$ будет являться случайной величиной. Далее повторяется ламинарная фаза, предшествующая новому, «турбулентному», всплеску и т. д.

Кроме этих основных способов возникновения С. а. достаточно часто встречаются также переходы и хаотич. автоколебаниям через разрушение квазипериодических (в фазовом пространстве при изменении управляющих параметров теряет гладкость и разрушается притягивающий двумерный тор) и комбинированные сценарии [6].

Многомерные странные аттракторы часто обнаруживаются в системах с большим числом степеней свободы. Среди возможных механизмов, объясняющих существование многомерных С. а., выделяются следующие: 1) в многомерном фазовом пространстве в докритич. ситуации существуют непритягивающее стохастич. множество и маломерный С. а. В момент бифуркации маломерный аттрактор перестаёт быть таковым, а бывшее непритягивающим стохастич. множество высокой размерности влияется в возникший жёстким образом (скачком) многомерный аттрактор; 2) при изменении параметров в аттракторе происходит постепенная непрерывная перестройка его структуры, при к-рой размерность аттрактора монотонно увеличивается. Здесь можно выделить два случая: а) при изменении параметра в аттракторе рождаются седловые траектории со всё бо́льшим числом неустойчивых направлений; б) число неустойчивых направлений сохраняется, но возрастает скорость разбегания траекторий вдоль этих направлений. Стохастич. автоколебания распределённых систем (с бесконечномерным фазовым пространством) имеют много общего с движением динамических диссипативных систем, описываемых системами конечного числа обыкновенных дифференц. ур-ний. Связь эта объясняется действием высокочастотной диссипации (в гидродинамике, напр., это — вязкость). Такая диссипация лишает мелкомасштабные возбуждения среды самостоятельности, в результате чего описывающие их движение ф-ции начинают алгебраически зависеть от соответствующих ф-ций, отвечающих крупномасштабным возбуждениям. Т. о., реально движение бесконечномерной системы описывается траекторными, лежащими на конечномерном (хотя, возможно, высокой размерности) С. а.

Неупорядоченное течение в области перехода к турбулентности также представляет собой движение на С. а. (см. *Турбулентность*).

Лит.: 1) Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; 2) Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984; 3) Афраймович В. С., Рейман А. М., Размерность и энтропия в многомерных системах, в кн.: Нелинейные волны. Динамика и эволюция, под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича, М., 1989; 4) Шустер Г., Детерминированный хаос. Введение, пер. с англ., М., 1988; 5) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; 6) Афраймович В. С., Внутренние бифуркации и кризисы аттракторов, в кн.: Нелинейные волны. Структуры и бифуркации, под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича, М., 1987; 7) Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности, под ред. Х. Суинни, Дж. Голлаба, пер. с англ., М., 1984; 8) Рабинович М. И., Сущик М. М., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1990, т. 160, с. 3.

В. С. Афраймович, М. И. Рабинович.

СТРАТОСФЕ́РА — слой *атмосферы* между *тропосферой* и *мезосферой*. Нижняя граница С.— т р о п о п а у з а — расположена в полярных и умеренных широтах на высоте $z \approx 8$—12 км, в тропиках — на $z \approx 16$—18 км. От зимы к лету тропопауза поднимается в ср. на 1—2 км. Верхняя граница С.— с т р а т о п а у з а — находится на $z \approx 50$—55 км. Хим. состав воздуха в С. в осн. состоит из N_2 (с объёмной концентрацией 78,08%) и O_2 (20,95%). Из-за низких темп-р массовое отношение влаги в С. $m \approx 2 \cdot 10^{-6}$, т. е. очень мало. Благодаря фотохим. процессам в С. образуется слой озона O_3. Поглощая бо́льшую часть излучения Солнца с $\lambda < 360$ нм (максимум поглощения соответствует $\lambda \approx 255$ нм), этот слой образует «щит», предохраняющий живые организмы от ультрафиолетовой радиации (УФР), разрушающей ДНК. Бо́льшая часть O_3 расположена на $z \approx 10$—50 км (в т. н. озоносфере). Общее кол-во O_3 в столбе атмосферы измеряется толщиной X того слоя, к-рый образовался бы, если выделить весь O_3 и привести его к давлению 1013,2 мбар (760 мм рт. ст.) и темп-ре 0 °С. Значения X колеблются от 1 до 6 мм. Во все сезоны в С. Северного полушария содержание O_3 больше, чем в С. Южного, а в С. высоких широт обоих полушарий больше, чем в С. низких. Макс. кол-во O_3 в С. умеренных широт содержится на $z \approx 20$—22 км, в тропиках — на $z \approx 26$—27 км. В 1980-е гг. обнаружено резкое уменьшение кол-ва O_3 (т. н. озонная дыра) над Антарктидой. Уменьшение O_3, хотя и меньшее, чем в Антарктике, зарегистрировано в ряде районов Северного полушария. Это явление в осн. обусловлено разрушением O_3 попадающими в С. пром. хлорфторуглеродами, особенно фреонами.

Тепловой режим С. в осн. определяется лучистым теплообменом, в меньшей степени — вертикальными движениями и горизонтальным переносом воздуха. В целом С. близка к лучистому равновесию, т. е. темп-ра T в ней соответствует равенству энергии, поглощаемой и излучаемой молекулами H_2O, CO_2 и O_3. Поглощение УФР молекулами O_3 приводит к росту темп-ры в С. Из-за того, что большая часть УФР поглощается O_3 на высоте ≈ 35 км, темп-ра в верх. части озоносферы поднимается до 0 °С. Радиац. охлаждение в осн. обусловлено ИК-излучением CO_2 и в меньшей степени H_2O и O_3. В умеренных и высоких широтах T в ниж. половине С. мало меняется с высотой, а выше — растёт. В тропиках T растёт с высотой по всей толще С. Из-за такого распределения T С. термодинамически устойчива по отношению к вертикальным турбулентным перемещениям воздуха. В большинстве случаев у основания С. в умеренных и высоких широтах $T \approx 210$—220 К, а в тропиках 190—200 К. На верх. границе С. чаще всего $T \approx 270 \pm 10$ К.

Зимой по всей С. преобладают западные, летом — восточные ветры. Наиб. скорости ветра чаще всего наблюдаются вблизи стратопаузы: они максимальны зимой и иногда достигают 100—200 м/с. Зимой и весной в С., преим. на $z \approx 31$—42 км, периодически возникают внезапные потепления до 40—50 К, сопровождающиеся резким усилением ветра. Зоны потепления обычно перемещаются к востоку, постепенно ослабевая при этом. Продолжительность потеплений достигает 40—50 сут. Сильные потепления (наблюдаются не каждый год) захватывают всю С. и сопровождаются сменой западных потоков на восточные. Слабые потепления локализуются в отд. слоях С. и не сопровождаются сменой западных ветров на восточные.

На $z \approx 20$—30 км иногда образуются т. н. перламутровые облака, состоящие, по-видимому, из кристалликов льда или переохлаждённых капель воды. Нижняя С. на z до 20—25 км отличается повыш. содержанием аэрозольных частиц, особенно сульфатных, заносимых сюда при вулканич. извержениях. Они сохраняются здесь дольше, чем в тропосфере, из-за слабости турбулентного обмена в С. и отсутствия вымывания осадками. Аэрозоли, увеличивая атмосферное альбедо, вызывают понижение темп-ры у земной поверхности, особенно сильное после больших извержений вулканов.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, М., 1986; Тарасенко Д. А., Структура и циркуляция стратосферы и мезосферы Северного полушария, Л., 1988.

С. М. Шметер.

СТРА́ТЫ (от лат. stratum — настил, слой) — неподвижные или движущиеся зоны неравномерной светимости, регулярно чередующиеся с тёмными промежутками в положительном столбе газового разряда низкого давления, напр. *тлеющего разряда*. Обычно яркой стороной С. обращены к катоду. С. бывают неподвижные и движущиеся, причём движутся они также от анода к катоду. В однородных трубках, в чистых инертных газах С. движутся со скоростями порядка десятков м/с при давлении $p \approx 10^{-1}$—10 тор. Напряжённость электрич. поля, плотность и темп-ра электронов на фронте С. обычно высоки (визуально — светлый слой). При удалении от фронта к аноду напряжённость поля, темп-ра и плотность электронов уменьшаются настолько, что ионизация прекращается (появляется тёмный промежуток).

По совр. представлениям, С. представляют собой *ионизационные волны*; в случае небольших pd (d — межэлектродное расстояние) это — линейная волна, воз-

никающая в ограниченном пространстве (газоразрядной трубке). (Заметим, что в свободном пространстве волны ионизации в разрядах проявляются в виде *стримеров*.) Длина одной С., т. е. расстояние между соответствующими точками соседних С., составляет неск. диаметров трубки.

Т. к. движущиеся С.— волновой процесс, то гл. роль в их возникновении играют пространственные неоднородности продольного типа. В молекулярных газах пространственный масштаб неоднородности, определяемый длиной установления электронной темп-ры a, весьма мал вследствие большой скорости передачи энергии от электронов молекулам. Поэтому и возможные неоднородности могут быть весьма мелкими. В атомарных инертных газах, где передача энергии крайне замедлена и длина a велика, движущиеся С.— типичный процесс. Схема, поясняющая причину движения С. от анода к катоду, дана на рис. 1. В реальных,

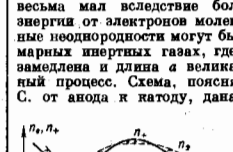


Рис. 1. Схема, поясняющая причину движения страт от анода к катоду.

сравнительно коротких волнах градиенты плотности значительны. Для таких волн распределения электронов n_e (штриховая линия) и ионов n_+ (сплошная кривая) соответствуют преобладанию диффузии электронов над дрейфом. Возникающее поле поляризации δE складывается с постоянным невозмущающим полем E на том участке волны, где n_e уменьшается в сторону падения потенциала, и вычитается из E на другом склоне. По этой причине волна δE сдвинута на четверть длины волны в сторону катода относительно волны δn_e. Это приводит к смещению максимума скорости ионизации, т. е. возбуждается волна ионизации.

На рис. 2 приведены эксперим. и теоретич. данные о зависимости длины волны С. λ от частоты поля ν для разряда в аргоне при $p = 60$ Па и токе 3,6 А в трубке

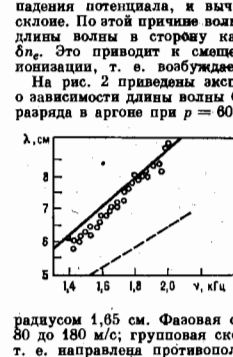


Рис. 2. Зависимость длины волны страт от частоты.

радиусом 1,65 см. Фазовая скорость С. изменялась от 80 до 180 м/с; групповая скорость С. $v_{гр} = \partial\nu/\partial k < 0$, т. е. направлена противоположно фазовой, что является особенностью С. в электрич. разряде.

В С. большой амплитуды ф-ция распределения электронов может иметь нелокальный характер, что резко усложняет теоретич. описание появления С.

Лит.: Ландa П. С., Автоколебания в распределённых системах, М., 1983; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987; Рожанский В. А., Цендин Л. Д., Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме, М., 1988.

Э. И. Асиновский.

СТРИМЕРНАЯ КАМЕРА — разновидность *искровой камеры*, в к-рой разряд, вызванный импульсом высокого напряжения, обрывается на стримерной стадии *искрового разряда*. С. к. представляет собой заполненный газом объём, содержащий плоскопараллельные электроды. После прохождения заряж. частицы, вызвавшей ионизацию газа вдоль траектории, на эти электроды подаётся короткий импульс высокого напряжения, длительностью 12—20 нс, что обеспечивает прекращение развития разряда. Начальная стадия разряда — электронные лавины, переходящие в *стримеры* (положительный и отрицательный) — узкие светящиеся каналы, газ в к-рых ионизован. Фронт стримера движется со скоростью до $4 \cdot 10^8$ м/с в полях ~ 30 кВ/см. Стримеры формируются вдоль электрич. поля, стартуя от электронов начальной ионизации и обрываясь на длине в неск. мм. Стримеры, являющиеся самосветящимися объектами, фотографируются и после обработки фотоплёнки по ней определяют координаты треков частиц. Впервые С. к. создана в 1963 Г. Е. Чикованi с сотрудниками и независимо Б. А. Долгошеиным с сотрудниками [1]. Чаще всего С. к. используют как *магнитные спектрометры* с мишенью, расположенной в их объёме. С помощью С. к. можно изучать взаимодействие частиц в газе, заполняющем камеру, а также в мишенях из разных материалов, расположенных перед С. к. или в объёме камеры. С. к. управляема — отбор событий осуществляется при помощи электронных *детекторов*. Она имеет малое время памяти ($\sim 0{,}5$—1 мкс), может работать в пучках высокой интенсивности ($\sim 10^6$ частиц/с) и способна регистрировать до 10^3 частиц в 1 с. По контрастности изображении и разрешающей способности С. к. уступают *пузырьковым камерам*, однако управляемость позволяет использовать их для исследования процессов, имеющих малые вероятности. Мёртвое время С. к. составляет 10^{-4} с. Иногда вместо фотографирования применяют съём информации с помощью телекамер или *приборов с зарядовой связью* (ПЗС). Использование ПЗС позволяет увеличить быстродействие прибора, а также значительно сокращает время обработки, т. к. информация с ПЗС непосредственно подаётся в ЭВМ.

Обычно С. к. имеют размеры $1 \times 0{,}5 \times 0{,}5$ м^3 (одна из самых больших И. к. имеет длину 8 м). В качестве газа используют He, H_2, смеси Ne + He, He + CH_4, D_2 + CH_4 при давлении $p = 1$ атм. Импульсные напряжения ~ 20 кВ/см. При $p = 1$ атм С. к. имеют низкое координатное разрешение, связанное со значит. размером стримеров (диаметр ~ 1 мм, длина ~ 5 мм) и малой их плотностью (~ 10—12 см$^{-1}$).

Улучшения пространственного разрешения можно достичь, регистрируя не свечение стримера, а рассеяние света на оптич. неоднородностях в стримерных каналах при освещении их лазерным источником. Выделившееся в канале джоулево тепло и расширение стримера со сверхзвуковой скоростью вызывают уменьшение плотности газа и, следовательно, уменьшение показателя преломления в канале. Подсветка стримеров лазером производится после окончания высоковольтного импульса и по истечении времени, в течение к-рого электроны передают свою энергию тяжёлым частицам в стримерном канале (ионам, атомам, молекулам). Обычно это время $t \sim 5$—100 нс для лёгких газов и $t \sim 200$—500 нс — для тяжёлых. Длительность лазерного импульса ~ 1—30 нс. Обычно подсветка осуществляется вдоль электрич. поля (полупрозрачные или сетчатые электроды), поэтому трек частицы на фотоплёнке фиксируется в виде последовательности точек. Внеш. подсветка не только улучшает координатное разрешение между треками из-за меньших размеров объектов (видна только сердцевина стримера — керн, с макс. оптич. неоднородностью), но и увеличивает плотность n стримерных изображений (регистрируются каналы со слабым свечением).

Дальнейшее улучшение пространственного разрешения связано с голографич. съёмом информации при освещении С. к. импульсным лазером. При этом возможна более точная локализация трека, т. к. иидро изображения элементов трека в голограмме значительно меньших размеров, чем изображение того же элемента на обычной фотографии (табл.). При обработке

голограммы появляется возможность восстанавливать трёхмерное изображение трека (см. *Голография* [2]).

Характеристики методов регистрации в стримерных камерах [He (70%) + Ne (30%), $p = 1$ атм.]

Метод регистрации	Размеры стримера, мм		σ^*, мм	δ^{**}, мм	n, см$^{-1}$
	поперёк поля	вдоль поля			
Фотография	6,2	1,53	0,240	0,021	2,5
Голография	2,5	0,39	0,195	0,011	8,2

Примечание. $^*\sigma$ — среднеквадратичное отклонение центров стримеров от трека; $^{**}\delta$ — точность локализации трека.

Улучшение координатного разрешения можно достичь в С. к. высокого давления, т. к. размеры лавины с увеличением p уменьшаются. Диффузия электронов до подачи импульса, определяющая разброс центров стримеров от трека, также уменьшается с увеличением давления $\propto 1/\sqrt{p}$. В миниатюрных С. к. высокого давления размером $40 \times 40 \times 5$ мм^3, работающей на смеси Ne (90%) + He (10%) при $p = 20$ атм, получены стримеры диам. 50 мм, при $\sigma \approx 15$ мкм, ширине трека ~ 100 мкм, $n = 2$—4/мм [3]. Напряжённость электрич. поля в таких С. к. достигает 330 кВ/см. Регистрация треков обычно ведётся с помощью *электронно-оптических преобразователей*, световой сигнал с к-рого через волоконный световод попадает на фотоплёнку. Благодаря малым размерам камеры и небольшому изображению на фотоплёнке достигается повышенная разрешающая способность.

Недостаток С. к. высокого давления с высоким разрешением — малая глубина резкости. Для обычной оптич. системы глубина резкости D и разрешение R связаны соотношением $R = 0{,}6\sqrt{\lambda D}$, где λ — длина световой волны. При разрешении объектов размером 20 мкм $D = 2$ мм. Для голографич. съёма информации глубина голографирования $D \approx l_к (d/\lambda)^2/12$, где d — диаметр объекта, $l_к$ — длина когерентности. Для лазерного излучения $l_к$ может составлять несколько см. При $d = 20$ мкм $\lambda = 0{,}5$ мкм, $l_к = 1$ см, $D = 1{,}3$ м. Т. о., голографич. съём информации увеличивает глубину резкости, а также позволяет увеличить загрузку С. к. в 10—100 раз за счёт равномерного распределения частиц по глубине камеры. Для С. к. высокого давления (13 атм) диаметром 50 мм и толщиной 23 мм, работающей на смеси He (90%) + CH_4 (10%), было получено разрешение 25 мкм, что соответствует диаметру стримера [4].

Лит.: 1) Chikovani G. E., Rolnishvili V. N., Mikhailov V. A., Operation mechanism of the track spark chamber, «Nucl. Instr. and Meth.», 1964, v. 29, p. 281; 2) Бартке Е., Иванов И. П., Применение голографии в трековых детекторах высокого пространственного разрешения, «ОЧАЯ», 1986, т. 17, в. 3, с. 546; 3) Dine M. и др., Search for shortlived particles using a high-resolution streamer chamber, «FNAL proposal», 1976, № 490; Sandweiss J., The resolution streamer chamber, «Physics Today», 1978, october issue, p. 40; 4) Eckardt V., Wenig S., Development of a smalle highpressure streamerchamber for charm-lifetime measurements, «Nicl. Instr. and Meth.», 1983, v. 213, p. 217; 5) Eckardt V. et al., A holographic high pressure streamer chamber, «Nucl. Instr. and Meth.», 1984, v. 225, p. 651.

С. В. Головкин.

СТРИМЕРНЫЕ ТРУБКИ (дрейфовые трубки) — система газоразрядных *детекторов*, используемая для регистрации и измерений координат точек траектории быстрых ионизирующих частиц. С. т. длиной до нескольких м изготовляют из тонкостенных круглых металлич. трубок или профилиров. пластика с каналами прямоуг. сечения. В центре каждой трубки или канала натягивается анодная проволочка диаметром 40—200 мкм, катодом служат проводящие стенки С. т. Радиус С. т. (размер межэлектродного промежутка) обычно составляет ок. 1 см.

Под действием ионизирующих частиц в С. т. образуется импульсный самогасящийся стримерный разряд, в результате чего на анодной проволочке возникает токовый сигнал, амплитуда к-рого (~ 1 мА) значительно выше, чем в пропорциональных детекторах (см. *Пропорциональный счётчик*). Амплитуда сигнала не зависит от ионизирующей способности частицы (её флуктуации $\leqslant 40\%$). В то же время, в отличие от *Гейгера счётчика*, разряд в С. т. локализован в определ. трубке, что позволяет с высокой точностью измерять координаты точки прохождения частиц. Подобный характер разряда обеспечивается определ. составом и давлением газа, а также величиной питающего напряжения (обычно 4—6 кВ). Обычно применяют смесь инертного газа (Ar) с углеводородом (или чистым углеводородом) при обязат. добавках 10—20% паров сложных органич. соединений (метилаля, спирта, эфира, *n*-пентана или их комбинаций). Последние, обладая большим сечением поглощения УФ-фотонов, высвечиваемых при развитии разряда, способствуют его локализации вблизи нити. Эффективность С. т. (вероятность регистрации частицы) в области плато счётной характеристики близка к 100%.

Координаты точки прохождения ионизирующей частицы через С. т. в направлении, поперечном анодной нити, определяются по времени дрейфа электронов в газе, т. к. развитие стримерного разряда происходит намного быстрее. При этом начало отсчёта задаётся сигналом *триггера*, а стоп-сигналом служит выходной импульс С. т. Координатное разрешение С. т. составляет 0,1—0,5 мм, временное — 100—200 нс. Точность координатных измерений в направлении вдоль анодной проволочки приближается к 1 см.

Благодаря постоянной чувствительности, большой амплитуде, стандартной форме сигнала, высокой загрузочной способности, стабильности, высоким координатному и временному разрешениям, С. т. находят применение в *комбинированных системах детекторов*, используемых в экспериментальной ядерной физике и физике частиц высоких энергий, а также при исследовании *космических лучей*.

Лит.: Алексеев Г. Д., Круглов В. В., Хазинс Д. М., Самогасящийся стримерный (СПС) разряд в проволочной камере, «ОЧАЯ», 1982, т. 13, в. 3, с. 703; Труды Международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий, Дубна, 1988; Клайнингехт К., Детекторы корпускулярных излучений, пер. с нем., М., 1990.

Г. И. Мерзон.

СТРИМЕРЫ (англ. stream — поток), узкие светящиеся каналы ионизованного газа, возникающие в предпробойной стадии коронного или искрового разрядов в случае больших pd (p — давление, d — межэлектродное расстояние). Передняя, ярко светящаяся часть нитевидного канала называется головкой С. В зависимости от направления движения головки С. различают катодный и анодный С. Стримерная стадия пробоя газа занимает промежуточное положение между лавинной и искровой. При малых pd лавинная стадия пробоя может сразу перейти в искровую, минуя стадию С. (см. *Пробой газа*).

Характерным отличием С. от *лавины электронной* является высокая скорость распространения его головки к катоду или аноду ($\sim 10^8$ м/с), значительно превосходящая дрейфовую скорость электронов во внешнем электрич. поле. Скорость катодного С. при атм. давлении и $d = 1$ см примерно на два порядка превосходит скорость лавины. Это служит основанием для выделения С. как самостоятельной предпробойной стадии. Переход лавины в С. наблюдался Г. Ретером (H. Raether, 1962) в спец. экспериментах с камерой Вильсона. Л. Лёб (L. Loeb) и Дж. М. Мик (J. M. Meek), а также независимо от них Ретер предложили стримерную модель для объяснения высокой скорости формирования самостоятельного разряда. Высокая скорость движения головки С. объясняется действием двух факторов. Во-первых, газ перед головкой С. возбуждается резонансным излучением, что приводит к появлению

Схема развития катодного стримера.

свободных (затравочных) электронов в реакции ассоциативной ионизации

$$A^* + B \rightarrow (AB)^+ + e.$$

(Этот канал образования затравочных электронов существенно более эффективен, чем прямая фотоионизация газа.) Во-вторых, существует сильное электрич. поле, создаваемое *пространственным зарядом* вблизи головки С., превосходящее ср. поле в промежутке и тем самым обеспечивающее высокую скорость ионизации на фронте распространения.

На рис. дана схема развития катодного С. После того, как головка электронной лавины достигнет анода (рис. *а*), в межэлектродном пространстве остаётся облако ионов. Дочерние лавины, возникающие в результате фотоионизации газа (рис. *б*), вливаются в облако положительного заряда. Увеличение плотности заряда приводит к развитию самораспространяющегося потока положит. заряда (рис. *в*, *г*) — стримера. Предполагается, что в момент перехода лавины в С. в нек-рой тонке на оси лавины обращается в нуль результирующее поле (внешнее и поле пространственного заряда лавины).

По совр. представлениям, фронт С. представляет собой нелинейную волну ионизации, волну пространственного заряда, возникающую в свободном пространстве и аналогичную волне горения, волнам в биологически активных средах и т. п. (см. *Ионизационные волны*, *Автоволны*).

Для катодного С. большое влияние на формирование фронта оказывает выход излучения из межэлектродного промежутка.

При достижении в головке С. критич. значения поля, соответствующего началу убегания электронов (см. *Убегающие электроны*), нарушается локальное равновесие между электрич. полем и распределением электронов по скоростям. Этот факт значительно усложняет модель С.

Лит.: Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950; Ретер Г., Электронные лавины и пробой в газах, пер. с англ., М., 1968; Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б., Теория искры, М., 1975; Сваренев Ю. М., Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии, М., 1987; Лагарьков А. М., Руткевич И. М., Волны электрического пробоя в ограниченной плазме, М., 1989.

Э. М. Асиновский.

Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. Ред. Ф50 кол. Д. М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. — М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 4 Пойнтинга—Робертсона—Стримеры 1994. 704 с., ил.

ISBN 5 — 85270 — 087 — 8 (т. 4)
ISBN 5 — 85270 — 034 — 7

Ф $\frac{3802000000-014}{007(01)-94}$ подписное 53(03)

ИБ № 226

Лицензия № 010144 от 24.12.91. Сдано в набор 1.04.92. Подписано в печать 19.02.93. Формат 84×108 1/16. Бумага типографская № 1. Гарнитура обыкновенно-новая. Печать высокая. Усл. печ. л. 73,92; уч.-изд. л. 122,67; усл. кр.-отт. 74,76. Тираж 40 000 экз. Зак. 85. С 5.

Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». 109817, г. Москва, Покровский бульвар, д. 8.

Московская типография № 2 Комитета Российской Федерации по печати. 129301, г. Москва, Проспект Мира, д. 105.